

Année 1965

N° d'ordre : 209

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Daniel GOUESMEL

Ingénieur I. N. S. A.

PREMIÈRE THÈSE

Etude et réalisation d'un chalumeau à plasma

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 7 Octobre 1965, devant la Commission d'Examen.

MM. R. BERNARD
L. EYRAUD
M. RICHARD
R. GOUTTE

Président

}
Examineurs

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gaillon, 42

1965

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Daniel GOUESMEL

Ingénieur I. N. S. A.

PREMIÈRE THÈSE

Etude et réalisation d'un chalumeau à plasma

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 7 Octobre 1965, devant la Commission d'Examen.

MM. R. BERNARD
L. EYRAUD
M. RICHARD
R. GOUTTE

Président

}
Examineurs

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gailleton, 42

1965



UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMON, MOUSSA, GAUTHIER Henri.

Professeurs Honoraires

MM. de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA, JAFFARD, EYRAUD Henri,
DEJARDIN, VIRET.

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD et BOLDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMON	Minéralogie
PRETTE	Chimie Industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie Minérale
AUMERAS	Chimie générale II
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY Jean	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral

MM. EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique Nucléaire
BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
PERES	Physiologie
MESHARD	Electronique
GRANDMONTAGNE	Physique
BOUTILLIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique nucléaire théorique
DREUX	Chimie organique
TEICHNER	Chimie industrielle
PAVANS de CECCATTY	Zoologie
MERLIN	Chimie analytique
DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
PHILBERT	Physique nucléaire
COHEN-ADAD	Chimie
DAVID Louis	Géologie générale
CHANEL	Psychophysiologie
MAURY	Méthodes Mathématiques de la Physique
DEPRAZ	Physique nucléaire
GAUTHIER Jean	Chimie
GAUME	Physique expérimentale

Professeurs sans chaire

MM. FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
UZAN	Physique S.P.C.N.
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
DUCET	Biologie végétale
Mle MAITROT	Physique
GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques

MM. d'INCAN	Physique
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique
BERGEON	Physique C.S.U.
Mle GAUTHERON	Chimie biologique
DESCOTES	Chimie organique
ERBEIA	Physique
Mme ERICSON	Physique générale
LEMOIGNE	Botanique

Maîtres de Conférences

MM. MARTEL	Mécanique
MATHIEU	Mécanique des Fluides
PICARD Philippe	Mathématiques
DEMARCO	Géologie générale
MICHEL Georges	Biochimie
LEBRETON	Biologie végétale
DAVID Jean	Biologie animale
TOUSSET	Chimie propédeutique
FEUVRAIS	Physique Electricité
PICARD Claude	Mathématiques
SCHMITT	Physique M.P.C.
LAURENT	Chimie organique
ROT	Mathématiques
BETHOUX	Mathématiques T.M.P.
Mle CALAIS	Mathématiques C.S.U.
GUSAKOW	Physique
Mle THOMAS	Chimie Minérale

Maître de Conférences adjoint

M. PIERRON	Chimie
------------	--------

Conseiller Administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553409_0048

Ce travail a été effectué dans les laboratoires du département de Physique de l'Institut National des Sciences Appliquées.

Monsieur le Professeur R. BERNARD, qui s'est intéressé à notre travail, nous fait l'honneur de présider notre jury ; qu'il soit assuré de notre profonde gratitude.

Nous tenons à assurer de notre reconnaissance Monsieur le Professeur L. EYRAUD pour nous avoir procuré le sujet de notre étude et pour s'être constamment préoccupé de l'état d'avancement de notre travail. Ses encouragements nous ont été précieux.

Nous remercions de son aide Monsieur M. RICHARD, Maître de Conférences à l'I.N.S.A., qui nous a activement soutenu et conseillé durant nos recherches.

Nous tenons également à remercier Monsieur R. GOUTTE d'avoir bien voulu accepter d'examiner notre travail.

Que les camarades de laboratoire trouvent ici l'expression de notre gratitude pour le soutien que nous a apporté leur sympathie et notamment, Monsieur H. KLEIMANN-MIODET dont la collaboration active et efficace nous a été précieuse.

Nous ne saurions oublier notre technicien, Monsieur R. VIGNAT, dont la compétence et l'aide enthousiaste nous ont été fort utiles. Qu'il trouve ici l'expression de nos remerciements.

Enfin, nous remercions également Madame BELLACLAT et Mademoiselle E. TEILLARD pour les travaux de dessin et de dactylographie qu'elles ont effectués avec compétence et efficacité.

I - DEFINITION DES PLASMAS - DESCRIPTION QUALITATIVE

=====

1°) GENERALITES - DEFINITIONS

Dans leur état normal, les gaz sont des isolants électriques, cela tient au fait qu'ils ne contiennent pas de particules chargées libres, mais seulement des molécules neutres ; cependant si on leur applique des champs électriques assez intenses, ils deviennent conducteurs et les phénomènes complexes qui se produisent alors portent le nom de décharge dans les gaz. Ils sont dûs à l'apparition d'électrons et d'ions libres. Le résultat d'une décharge dans un gaz est donc la production d'un gaz ionisé, contenant par exemple n_e électrons, n_i ions positifs et N molécules neutres par cm^3 ; en général, le gaz est macroscopiquement neutre.

$$n_e = n_i = n$$

Cette neutralité est la conséquence de forces électrostatiques intenses qui apparaissent dès que $n_i = n_e$; on peut caractériser l'état d'un gaz ionisé en équilibre par les trois grandeurs suivantes, α , T et N ,

le taux d'ionisation $\alpha = \frac{n}{n+N}$, n étant la densité des porteurs de charges, α est appelé taux d'ionisation.

T , la température absolue ;

un gaz est totalement ionisé si $\alpha = 1$ et $N = 0$; on dit également qu'il constitue un plasma (1). Par abus de langage, on désigne par plasma, n'importe quel gaz ionisé. Pour un "vrai" plasma $\alpha = 1$.

En pratique, le degré d'ionisation varie entre 10^{-10} et 1. On peut classer les plasmas en deux grandes familles.

- gaz peu ionisés $\alpha < 10^{-4}$
- gaz fortement ionisés $\alpha > 10^{-4}$

Il est commode d'utiliser pour les plasmas les grandeurs suivantes :

$$x = \log_{10} n$$
$$y = \log_{10} T.$$

A titre d'exemple, nous donnons les valeurs suivantes de x et y pour divers plasmas.

- décharge gazeuse faible intensité	$(\log_{10} n = 11$ $(\log_{10} T \text{ entre } 3 \text{ et } 4$
- décharge gazeuse forte intensité	$(\log_{10} n \# 16$ $(\log_{10} T \text{ entre } 4 \text{ et } 5$
- naines blanches	$(\log_{10} n = 32$ $(\log_{10} T = 7$

Le plasma que nous utilisons se range dans la seconde catégorie et nous ne nous intéresserons qu'à l'aspect collectif de ce gaz ionisé.

L'équation fondamentale, à l'échelle macroscopique de notre plasma, sera :

$$\Delta V = 0$$

2°) HISTORIQUE ET PRINCIPE DU CHALUMEAU A PLASMA

Le développement des techniques nucléaires durant les dix dernières années nous a habitués à la notion de température de l'ordre de plusieurs millions de degrés. Toutefois, il existe un écart considérable entre les températures précédentes qui n'ont pu encore recevoir d'applications pratiques et les températures obtenues jusqu'à présent dans les fours solaires, les fours électriques classiques ou avec les chalumeaux oxyacétyléniques et oxyhydriques classiques. Un moyen de production des hautes températures permettant de combler partiellement cette lacune est apparu récemment (2).

On a vu que le domaine des plasmas commence réellement aux températures où un appréciable pourcentage des atomes commence à être ionisé.

En fait, les plasmas sont produits depuis fort longtemps, lors des décharges électriques dans les gaz, ou dans les tubes à vide, par exemple. Cependant, les méthodes précédentes ne permettent d'atteindre de hautes températures que pendant des temps très courts généralement très insuffisants pour des applications pratiques. Il n'est d'autre part guère possible de porter à température élevée des quantités importantes de matière.

Il existe maintenant dans l'industrie et les laboratoires des appareils maniables susceptibles de produire de façon rapide et continue des plasmas en vue d'applications diverses.

Dès 1920, H. GERDIEN, avait fait diverses recherches sur ce sujet et avait établi le principe de tels appareils.

C'est H. MAECKER, qui en 1951, réalisa le premier un appareil, suivant les principes de GERDIEN ; c'était un arc refroidi à l'eau, avec électrodes en graphite ; le fluide utilisé pour l'ionisation était l'eau, évidemment très oxydante. L'appareil de MAECKER n'eut aucune application pratique.

C'est en 1957 que G.M. GIANNINI (3) mit au point les premiers appareils à gaz et à arc électrique ; tous les appareils commerciaux et de laboratoire (dont le nôtre) sont construits suivant les principes de ce dernier. Ils sont équipés d'une chambre cylindrique traversée par une cathode centrale en tungstène thorié. L'anode est en cuivre refroidi par circulation d'eau. L'amenée du gaz est tangentielle, ce qui a pour effet de refroidir l'arc dans sa partie extérieure et d'augmenter l'effet de striction.

Nous reviendrons plus en détail sur le fonctionnement de cet appareil.

Mentionnons entre temps l'existence du chalumeau à plasma H.F. (4) ; celui-ci est constitué d'un long tube de quartz de 3 à 4 cm de diamètre entouré à son extrémité de 4 à 5 spires en cuivre, refroidies par circulation d'eau. La préionisation est établie par une tige de graphite auxiliaire (5).

.../...

La fréquence d'utilisation (de l'ordre de plusieurs Mégahertz) varie avec la nature du gaz utilisé et le diamètre D du tube (exprimé en cm)

$$f = k \frac{p}{D^2} \quad \begin{array}{l} (p - \text{résistivité du gaz utilisé en } \Omega/\text{cm}^2/\text{cm}) \\ (- k = \text{cte}) \end{array}$$

Après ce rapide aperçu historique, nous allons étudier plus en détail le principe de fonctionnement du chalumeau à plasma à arc.

Cet appareil permet d'obtenir un jet de plasma, à la pression atmosphérique ordinaire, et ceci dans un domaine de températures de 10 à 25000 degrés K. Le procédé utilise un arc électrique. On protège les électrodes d'un échauffement excessif par un système de refroidissement annulaire. Afin de voir comment le chalumeau atteint de telles températures, étudions d'abord comment l'arc électrique convertit l'énergie électrique en énergie calorifique.

La différence de potentiel établie à travers l'arc permet d'extraire les premiers électrons de la surface de la cathode. Ceux-ci accélérés par le champ E se meuvent avec une vitesse croissante vers l'anode, en heurtant au passage atomes et molécules de l'air et leur cèdent une partie de leur énergie cinétique. Quelques uns des atomes sont ionisés, donnant ainsi, des électrons supplémentaires, accélérés à leur tour par le champ électrique. Une fois qu'un paquet d'électrons a franchi l'espace anode-cathode, l'extraction des électrons de la cathode K s'accroît. On a alors affaire à un plasma, qui contient un courant d'électrons allant vers l'anode et un contre-courant d'ions allant vers la cathode. Les collisions entre électrons et atomes ou molécules deviennent plus fréquentes, les transferts d'énergie ont lieu et le gaz s'échauffe. On peut élever la tension ou le courant, c'est-à-dire augmenter la vitesse et le nombre des électrons, mais cela ne produit qu'une augmentation de volume du plasma et n'élève que peu sa température. Celle-ci ne donne d'ailleurs pas une représentation valable de la quantité de chaleur contenue dans le plasma ; en effet, les différentes particules se trouvent être dans des états énergétiques différents.

La représentation n'est seulement valable que si ions et électrons sont portés au même niveau d'énergie cinétique. Cet état d'équilibre est rarement atteint dans les plasmas ordinaires, les électrons étant beaucoup plus "chauds".

En effet, un électronvolt équivaut à une température de 7800 degrés K.

$$\text{un eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule}$$

écrivons qu'un $\text{eV} = \frac{3}{2} kT$, où k est la constante de BOLTZMANN.

(gaz monoatomique : 3 degrés de liberté)

$$\frac{3}{2} \times 1,38 \cdot 10^{-23} T = 1,6 \cdot 10^{-19}$$

$$T = \frac{3,2 \cdot 10^{-19}}{3 \times 1,37 \cdot 10^{-23}} = \frac{3,2}{4,11} \cdot 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$T = 0,78 \cdot 10^4 = 7800 \text{ degrés K}$$

Pour élever l'énergie cinétique des ions au niveau atteint par celui des électrons, il faudra un grand nombre de collisions. On peut, pour cela, élever la pression du gaz, ce qui est très difficile, ou bien utiliser les effets thermiques et magnétohydrodynamiques pour mettre sous pression le plasma et accroître sa densité.

On a vu, que, dans le chalumeau à plasma, l'arc est établi à l'intérieur d'une petite chambre cylindrique, appartenant à l'électrode en cuivre, percée en son centre, afin de ménager un orifice de sortie pour le plasma. Le refroidissement est assuré par un jet continu de gaz injecté tangentielllement à la chambre ; l'arc est alors contenu à l'intérieur de cette "gaine gazeuse" qui refroidit l'anode et les parties extérieures de l'arc, de ce fait abaissant l'ionisation et par suite la conductivité électrique dans ces régions (voir plus loin chapitre IV et figure 15). Le courant dans la décharge tend alors à se concentrer dans la partie centrale du plasma ; ce phénomène est appelé "effet de striction" ou "effet de pincement" ("Thermal pinch effect" en anglais).

Quand la densité de courant atteint dans cette région du plasma une certaine valeur, alors intervient un second effet de striction, l'effet magnétique ; on sait que deux conducteurs parallèles parcourus par deux courants de même sens, s'attirent du fait de leur propre champ magnétique ; il en est de même pour deux particules chargées. Par suite, la densité du plasma tend encore à s'accroître au centre.

La combinaison des forces électromagnétiques et la haute pression maintenant atteinte, éjectent le plasma à travers l'orifice anodique, à des vitesses soniques.

Dans l'air, le plasma fournit une partie de son énergie, sous forme de rayonnement ou de conduction (20%) ; une autre partie est contenue dans l'ionisation du plasma (directement utilisable) (40 à 50%). La troisième partie est rayonnée sous forme de radiations ultraviolettes (30 à 40%)* (6).

Toute influence d'origine extérieure, telle que, par exemple, la présence au voisinage du plasma, d'une paroi plus ou moins refroidie, aura pour effet de modifier le contour de celui-ci : ainsi, une paroi chaude ($T = 1000^{\circ}\text{C}$) gonflera le plasma ; une paroi froide le contractera ($T = 100^{\circ}\text{C}$) et renforcera, par voie de conséquence, le gradient radial de température et l'effet thermique axial (figure 3) ; on voit donc tout l'intérêt qu'il y a à refroidir très efficacement, l'anode en cuivre du chalumeau.

* On voit la nécessité qu'il y a à se protéger très efficacement le visage et les yeux.

II - ETUDE DU MODELE DE COLONNE D'ARC CLASSIQUE (7)

1°) La neutralité électrique et la permanence du régime d'une colonne d'arc alimentée en courant continu permettent d'écrire que la distribution spatiale des potentiels (V), satisfait à l'équation de LAPLACE qui, s'écrit pour des systèmes munis de la symétrie cylindrique autour d'un axe Oz, en désignant par r la distance d'un point de l'espace à cet axe (cathode centrée en 0).

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0 \quad (1) \text{ voir figure 1}$$

($\Delta v = 0$ à cause de la neutralité électrique du plasma)

On prendra une solution de la forme

$$v = F(r) G(z) \quad (2), \text{ on a alors :}$$

$$\frac{\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r}}{F} = - \frac{\frac{d^2 G}{dz^2}}{G} = - \frac{1}{a^2} \quad (3)$$

La distribution des potentiels peut donc s'écrire :

$$\frac{v}{v_0} = - \left[J_0 \left(\frac{r}{a} \right) + c' N_0 \left(\frac{r}{a} \right) \right] \times \left[c \operatorname{Sh} \frac{z}{a} + (1 - c) \operatorname{ch} \left(\frac{z}{a} \right) \right] \quad (4)$$

J_0, N_0 , fonctions de BESSEL de première et seconde espèce d'ordre 0.

v_0 = Cte arbitraire homogène à un potentiel

a = Cte arbitraire homogène à une longueur

c et c' , coefficients arbitraires sans dimension

($0 \leq c \leq 1$).

On doit nécessairement annuler le terme comportant la fonction de BESSEL (N_0) de seconde espèce, afin que v , ne devienne pas infini sur l'axe.

D'où : $c' = 0$.

.../...

Considérons d'abord une anode plane ; il est possible de choisir $v = 0$, le potentiel de la tache anodique confondue avec le plan $z = 0$ d'où $c = 1$.

La tache cathodique étant centrée sur la partie positive de l'axe Oz, les potentiels doivent y être négatifs, ce qui justifie la présence du signe moins devant l'expression (4). On peut alors en déduire, que les grandeurs v_0 et a , arbitraires sont positives et introduire les paramètres réduits.

$$V = \frac{v}{v_0} ; R = \frac{r}{a} , Z = \frac{z}{a} \quad (5)$$

(4) s'écrit alors :

$$V = - J_0 (R) \operatorname{sh} Z \quad (6)$$

Puisque le potentiel négatif ne peut changer de signe pour $z = 0$, on est amené à borner supérieurement la variation du paramètre $(R) \geq 0$ par la valeur $R_0 = 2,405$ correspondant au premier zéro de $J_0 (R)$; on aura finalement :

$$\underline{V \leq 0 ; z \geq 0 \quad 0 \leq R \leq R_0 = 2,405} \quad (7)$$

$v = 0$ si $z = 0$ sur le cylindre $R = R_0$; nous admettrons $v = 0$ à l'extérieur du plan ($R \geq R_0$) et si $z \leq 0$.

2°) Distribution des courants

Admettons que l'effet de pincement soit négligeable (anode plane) si ρ est la résistivité scalaire et j le vecteur densité de courant :

$$\vec{j} = - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad}. v \quad (8)$$

$$v = - v_0 J_0 \left(\frac{R}{a} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{Z}{a} \right) \text{ cf relations (5) et (6).}$$

Les composantes axiale et radiale j_z et j_r s'écrivent :

$$j_z = \frac{v_0}{a} J_0 \left(\frac{R}{a} \right) \operatorname{ch} \left(\frac{Z}{a} \right) = \frac{v_0}{a} J_0 (R) \operatorname{ch} Z \quad (9)$$

$$j_r = - \frac{v_0}{a} J_1 \left(\frac{R}{a} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{Z}{a} \right) = - \frac{v_0}{a} J_1 (R) \operatorname{sh} (Z) \quad (10)$$

avec $J_1(R) = -\frac{dJ_0}{dR}(R)$ fonction de BESSEL 1ère espèce, ordre 1.

Quelle que soit la distribution des résistivités, les lignes de courant sont les trajectoires orthogonales des surfaces orthogonales ; elles sont définies par la relation différentielle :

$$\frac{dz}{dr} = \frac{j_z}{j_r} \text{ ou } \frac{dz}{\frac{v_0}{\rho a} J_0(R) \operatorname{ch}(Z)} = \frac{-dr}{\frac{v_0}{\rho a} J_1(R) \operatorname{sh}(Z)} \quad (11)$$

$$\text{ou en simplifiant : } \frac{\operatorname{sh} Z}{\operatorname{ch} Z} = \frac{-J_0(R)}{J_1(R)} = -\frac{dJ_1(R)}{J_1(R)} - \frac{dR}{R} \quad (12)$$

$$\text{or : } J_0(R) = \frac{dJ_1(R)}{dR} + \frac{J_1(R)}{R}$$

(12) est la différentielle logarithmique de l'expression qui définit la distribution en coordonnées réduites des lignes de courant caractérisées par une constante arbitraire $(\frac{I}{2\pi})$ sans dimension :

$$RJ_1(R) \operatorname{ch}(Z) = \frac{I}{2\pi} \quad (13)$$

On peut déterminer les limites de variation de I, variant de l'arc filiforme ($R = 0$) à l'arc saturé $R = R_0$ et $z = 0$

pour $R = 0$, $I = 0$

$$\begin{aligned} \text{si } R = R_0 = 2,405 \quad I = I_0 &= 2\pi R_0 J_1(R) \\ &= 2\pi \times 2,405 \times 0,519 \\ &= 7,85 \end{aligned}$$

$$\text{donc, on aura : } 0 \leq I \leq I_0 = 7,85 \quad (14)$$

3°) Caractéristiques cathodiques et anodiques de la colonne d'arc

Il existe une tache cathodique très petite dont les dimensions pour une intensité donnée, ne dépendent que de la nature de la cathode et de celle du gaz environnant ; il est donc logique de choisir comme conditions aux limites, celles qui caractérisent la tache cathodique définie, comme un cercle de rayon r_c , infiniment

.../...

petit, centré sur Oz, parallèle au plan anodique et caractérisé par $Z = L = \frac{1}{a}$, l égale à la longueur d'arc. Si v_c est la chute de tension dans l'arc, la tache est à $(-v_c)$ et en tenant compte de (5), (6), (9) et (10) et des simplifications dûes à r_c , on a :

$$v_c = v_o \operatorname{sh} \frac{1}{a} = v_o \operatorname{sh} L \quad (15)$$

$$(16) \quad i = (\pi r_c^2) j_{z=1} = \frac{v_o \pi r_c^2}{\rho a} \operatorname{ch} \frac{1}{a} = \frac{v_o a}{\rho} R_c^2 \operatorname{ch} L \quad (17)$$

$$\text{avec } j_r \text{ (pour } z=1) = 0$$

Cette dernière relation est similaire à (13), qui définit "l'intensité réduite" rapportée aux conditions cathodiques ($R = R_c = 0$, $Z = L$).

$$= 2\pi R_c J_1(R_c) \operatorname{ch} L = \pi R_c^2 \operatorname{ch} L \quad (18) \text{ avec } J_1(R_c) \neq \frac{R_c}{2} \quad (18a)$$

$$\text{d'où } I = \frac{\rho i}{v_o a} \quad (19)$$

pour R_A avec $0 < R_a \leq 2,405$ R_a rayon anodique

$$\text{on a } \pi R_c^2 \operatorname{ch} L = 2\pi R_A J_1(R_A) = 2\pi R J_1(R) \operatorname{ch}(Z) = I \quad (20)$$

d'où, si l'on peut connaître expérimentalement le rayon anodique r_A , la longueur d'arc l , et le rayon r du cercle d'intersection du tube de courant avec le plan Z ; on peut déterminer (a) et aussi (r_c) .

La détermination de la résistivité moyenne, s'obtient si on connaît i .

$$i = \frac{v_o a}{\rho} 2\pi R J_1(R_A) = \frac{v_o a}{\rho} \pi R_c^2 \operatorname{ch} L \quad (17a)$$

$$R = \frac{v_c}{i} = \frac{\rho}{a} \frac{\operatorname{sh} L}{2\pi R_A J_1(R_A)} \quad (21)$$

4°) Distribution des champs et forces électromagnétiques

La distribution du champ électrique (e), dérive de la distribution (v) du potentiel, quelle que soit la distribution des résistivités, compte-tenu des relations (9) et (10).

$$\vec{e} = - \text{grad. } v = \rho \vec{j} \text{ d'où : } \vec{e}_z = \frac{v_0}{a} J_0(R) \text{ ch } Z \quad (22)$$

$$\vec{e}_r = - \frac{v_0}{a} J_1(R) \text{ sh } Z \quad (23)$$

Par convention, le champ est nul à l'extérieur du cylindre $R = R_0$ et en-dessous du plan $Z = 0$, si $\rho = \text{constante}$, le champ $\vec{E}$ est proportionnel en tout point à la densité du courant.

La distribution du champ magnétique est plus complexe ; ce champ peut être décomposé en une composante axiale (h_z) parallèle à l'axe de révolution, une composante radiale (h_r) parallèle au plan $Z = 0$, et dont le support coupe l'axe Oz , et une composante tangentielle (h_φ) qui complète le trièdre trirectangle local ; on admettra que le champ magnétique se confond avec sa composante tangentielle :

$$2\pi r h = 2\pi r h = i \quad (24)$$

$$h = \frac{v_0 I}{\rho 2\pi R} \quad (25) \quad \left(\begin{array}{l} R = \frac{r}{a} \quad (5) \\ I = \frac{\rho i}{v_0 a} \quad (19) \end{array} \right)$$

$$\text{Si l'on prend } h_0 = \frac{v_0}{\rho} \text{ et } H = \frac{h}{h_0} = \frac{h}{v_0} \quad (26)$$

$$\text{d'où : } H = \frac{I}{2\pi R}$$

$$\underline{H = J_1(R) \text{ ch } (Z)}$$

Pour étudier les phénomènes de pincement dans les arcs, il est nécessaire de connaître la distribution du champ magnétique, ces phénomènes étant en effet engendrés par l'action des pressions électromagnétiques que nous allons examiner et par celle de la force

.../...

volumique (f) de LAPLACE, qui compte-tenu des relations (9) (10) et (25) s'exprime par :

$$\vec{f} = \vec{j} \wedge \vec{\mu} h \text{ d'où : } (f_z = \frac{-v_o^2 \mu}{\rho^2 a} J_0(R) J_1(R) (chZ)^2 \quad (27)$$

$$(f_r = \frac{-v_o^2 \mu}{\rho^2 a} J_1(R)^2 sh.Z.chZ \quad (28)$$

$$\text{avec } (f_\varphi) = 0$$

$$\text{et } \mu = 4\pi 10^{-7} \frac{V \times S}{\Delta x m}$$

On supposera que la permittivité (ϵ) et la perméabilité (μ) du gaz sont celles du vide.

$$= \frac{1}{36 \pi 10^9} \frac{\text{Volt} \times \text{mètre}}{\text{Amp} \times \text{sec}}$$

$$\mu = 4\pi 10^{-7} \frac{\text{Volt} \times \text{sec}}{\text{Amp} \times \text{mètre}}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/seconde}$$

$$R_o = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} = 120 \pi \text{ ohm (impédance du vide)}$$

Dans ces conditions, la pression E-M à l'intérieur de la colonne d'arc est définie par :

$$p = \frac{1}{2} (e^2 + \mu h^2) = \xi \frac{v_o^2}{2a^2} \left[(J_0(R) \cdot chZ)^2 + (J_1(R) Sh(Z))^2 \right] + \mu \frac{v_o^2}{2\rho^2} [J_1(R) chZ]^2 \quad (29)$$

$$= \xi \frac{v_o^2}{2a^2} \left[(J_0(R) chZ)^2 + (J_1(R) ShZ)^2 \right] + \frac{\mu v_o^2}{2\rho^2} \left(\frac{I}{4\pi R} \right)^2 \quad (29a)$$

La puissance calorifique volumique s'exprime par :

$$q = \rho j^2 = \frac{v_o^2}{\rho a^2} \left[(J_0(R) chZ)^2 + (J_1(R) Sh(Z))^2 \right] \quad (30)$$

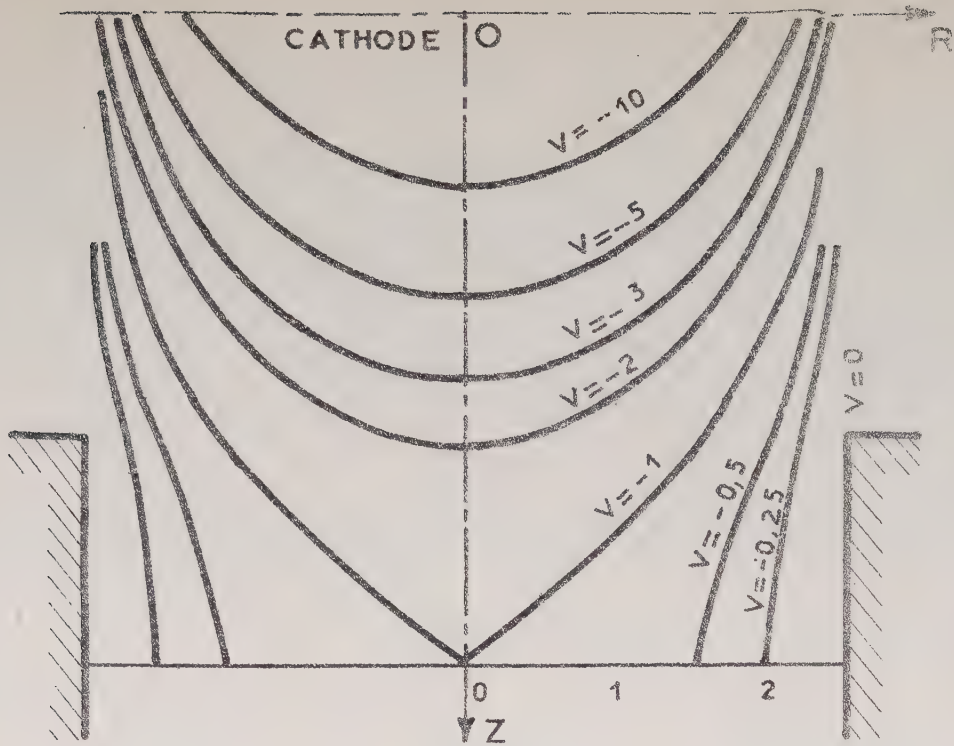
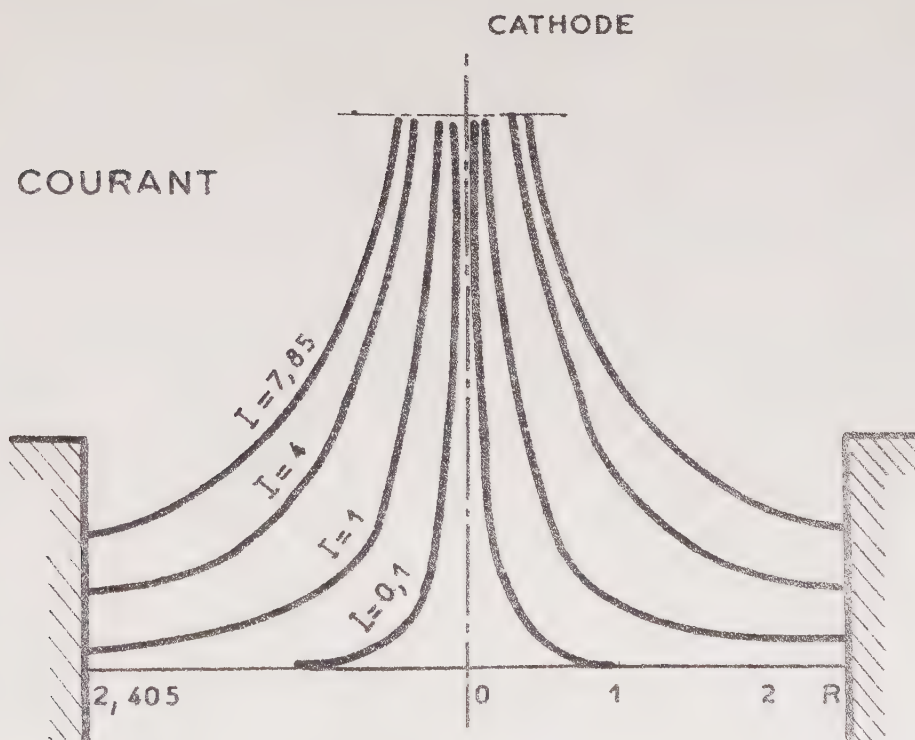


FIG. 1 - LIGNES EQUIPOTENTIELLES

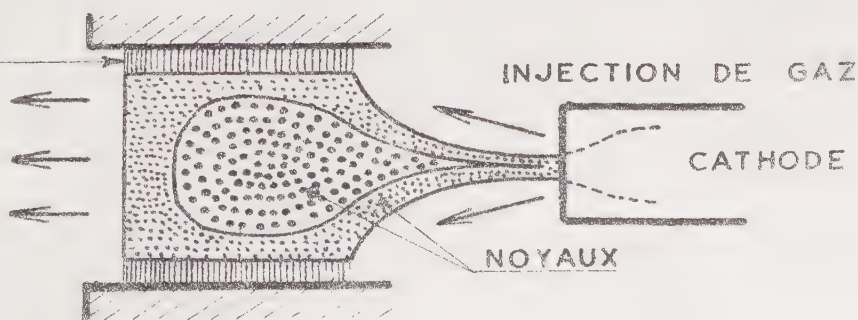
FIG. 2
LIGNES DE COURANT



TACHE ANODIQUE
(ZONE NOIRE)

INJECTION DE GAZ

FIG. 3



si = constante en tout point, on a :

$$\begin{aligned} q = Ri^2 = v_c i &= \frac{v_o^2 a}{2 \rho} R_c^2 \text{ Sh } 2L \quad (\text{watts/m}^3) \\ &= \frac{v_o^2}{\rho} 2\pi R_A J_1(R_A) \text{ Sh } L \end{aligned} \quad (31)$$

5°) Etude du modèle de colonne d'arc utilisé dans les chalumeaux à plasma classique (figures 1 et 2)

a) on admet les hypothèses précédentes et notamment $c' = 0$ ($V = \infty$ impossible sur l'axe).

$$V = - J_o(R) [c \text{ sh } Z + (1 - c) \text{ ch } Z] \quad 0 \leq c \leq 1 \quad (32)$$

au voisinage de la tache cathodique

$$V = - J_o(R) \frac{e^Z}{Z} \quad \text{car } \text{sh } Z \neq \frac{e^Z}{Z} \quad (33)$$

si $c = 0$, on est dans le cas où l'on a affaire aux chalumeaux à plasma classiques à anode cylindrique creuse ; on a alors :

$$V = - J_o(R) \text{ ch } (Z) \quad (34) \quad \underline{0 \leq R \leq R_o = 2,405} \quad (35) \quad (\text{fig. 1})$$

$V = 0$ sur le cylindre constituant l'anode du chalumeau à plasma, V demeure ≤ 0 en tout point situé à l'intérieur du cylindre et notamment dans le plan $Z = 0$ qualifié de plan de sortie de l'effluent plasmatique, pour lequel :

$$V_S = - J_o(R) \quad (36) \quad (\text{fig. 1})$$

b) distribution des courants :

en transposant les résultats obtenus précédemment, on trouve que le vecteur densité de courant, admet pour composantes :

$$j_z = \frac{v_o}{\rho_a} J_o(R) \text{ sh } (Z) \quad (37)$$

$$j_r = - \frac{v_o}{\rho_a} J_1(R) \text{ ch } (Z) \quad (38)$$

.../...

si ρ est supposé constante, les tubes de courant traversés par l'intensité réduite I sont des surfaces de révolution telles que :

$$\underline{R J_1 (R) \operatorname{sh} Z = \frac{I}{2\pi}} \quad (39) \quad (\text{figure 2})$$

Le tube de courant d'intensité nulle est caractérisé par l'axe ($R = 0$) et le plan de sortie $Z = 0$ qui n'est traversé par aucun courant (figure 2).

c) Caractéristiques cathodiques et anodiques de la colonne d'arc

La tache cathodique est définie comme précédemment, par un cercle de rayon (r_c), infiniment petit, centré sur l'axe de révolution à une cote ($z = L$) qualifiée encore par extension de "longueur d'arc" qui représente la distance entre tache cathodique et plan de sortie. (figure 1)

La chute de tension v_c dans la colonne est liée au potentiel caractéristique v_0 , représentant la chute de tension entre l'anode et le plan de sortie, par la relation :

$$v_c = v_0 \operatorname{ch} L \quad L = \frac{1}{a} \quad (40)$$

L'intensité réduite caractérisée, de la même manière que précédemment rapportée aux conditions cathodiques, est définie par :

$$I = \pi R_c^2 \operatorname{sh} L \text{ avec } \begin{cases} (R_c = \frac{r}{a} \neq 0 \\ (I \\ (I = \frac{\rho i}{v_0 a} \end{cases} \quad (41)$$

La constance de l'intensité réduite dans le tube de courant, caractérisant la colonne d'arc, permet de relier les caractéristiques géométriques de la cathode ($Z = L, R = R_c \neq 0$) à celles de l'anode caractérisée, dans ce cas par $R = R_0 = 2,405$ et par sa longueur anodique de décharge ($Z = Z_A$) qui remplace le rayon anodique (R_A).

$$\pi R_c^2 \operatorname{sh} L = I_o \operatorname{Sh} Z_\Lambda = I = 2\pi R J_1(R) \operatorname{sh} Z \quad (42)$$

$$I_o = 2\pi R_o J_1(R_o) = 7,85$$

$$\text{on a ici } R_o = \frac{\phi}{2a} = 2,405 \quad a = \frac{\phi}{2R_o} = \frac{\phi}{4,81}$$

0 diamètre de l'anode.

Pour compléter la connaissance des caractéristiques du chalumeau à plasma, on peut se servir des relations :

$$\frac{dv_c}{dl} = \frac{v_o}{a} \operatorname{sh} L \quad (44) \quad i = \frac{v_o a}{\rho} \pi R_c^2 \operatorname{sh} L = \frac{v_o a}{\rho} I_o \operatorname{sh} Z_\Lambda \quad (45)$$

avec $I_o = 7,85$.

et la résistance de la colonne

$$R = - \frac{\rho \times 1}{a \pi R_c^2 \operatorname{th} L} = - \frac{\rho \operatorname{ch} L}{a I_o \operatorname{Sh}(Z_\Lambda)} ; I_o = 7,85 \quad (46)$$

d) Distribution des champs et forces électromagnétiques

Les composantes du champ électrique sont :

$$\left(e_z = \frac{v_o}{a} J_o(R) \operatorname{sh} Z \right) \quad (47)$$

$$\left(e_r = - \frac{v_o}{a} J_1(R) \operatorname{ch} Z \right) \quad (48)$$

H réduit peut s'écrire : (composante H uniquement)

$$H = J_1(R) \operatorname{sh} Z \quad (49) \quad \text{et } H = \frac{I}{2\pi R} \quad (50)$$

à l'intérieur

à l'extérieur

$$H = \frac{\rho h}{v_o}$$

$$H = 0 \quad \text{si} \quad \begin{cases} (R = 0 \\ (Z = 0 \\ (Z \rightarrow \infty \end{cases} \quad (51)$$

.../...

La force volumique de LAPLACE est :

$$\vec{F} = j \wedge \mu h \left(\begin{array}{l} \vec{f}_z = \frac{-v_o^2 \mu}{2a} J_o(R) \cdot J_1(R) (shZ)^2 \\ \vec{f}_r = \frac{-v_o^2 \mu}{2a} [J_1(R)]^2 shZ chZ \end{array} \right. \text{ avec } f = 0$$

D'autre part $q = \rho j^2 = p^{ce}$ calorifique

$$q = \frac{v_o^2}{2a} [(J_o(R) shZ)^2 + (J_1(R) chZ)^2] \quad (52)$$

e) Conclusions

1°) Le caractère superficiel de la tache anodique est observé dans le cas d'un plasma d'Argon, dans lequel existe une couche noire entre la zone lumineuse de l'arc et l'anode. Le plan anodique de potentiel nul est celui qui sépare les zones noire et lumineuse (plan situé à $\frac{1}{2}$ mm des parois dans le cas d'un plasma d'Argon avec une buse de $\phi 7$ et électrode de 8mm (figure 3).

On a observé qu'une colonne d'arc est constituée d'un ou de plusieurs noyaux coaxiaux caractérisés pour chacun, par son état de dissociation ou d'ionisation (figure 3).

A l'extérieur de la colonne d'arc, les électrons émigrent au-travers d'une matrice gazeuse peu dissociée, tandis qu'au voisinage de l'axe, la matrice gazeuse est des plus dissociées ou ionisées. On admettra que chacun des noyaux constitutifs d'une colonne d'arc, est, d'une part, limité par des tubes de courants, d'autre part, doté d'une résistivité constante.

2°) Etude du pincement : celui-ci est qualitativement bien expliqué (voir chapitre I) mais son interprétation mathématique est inextricable.

Cette explication est fondée sur les effets complémentaires de la force volumique axipète de LAPLACE $\vec{j} \wedge \mu h$ (h tangentielle d'une densité j de courant située dans le plan méridien, et d'autre part d'une force de diffusion, électronique et ionique.

Ce sont les très fortes pressions électromagnétiques régnant au voisinage des électrodes qui provoquent la mise en mouvement des gaz environnants. Il convient d'ajouter que la mise en circulation forcée des gaz injectés dans le chalumeau sensibilise les effets dynamiques des forces de diffusion.

3°) Retour sur la constitution de la colonne d'arc : (figure 3) en affectant le noyau intérieur de l'indice "prime", le noyau extérieur de l'indice "seconde" et en supposant que v_0 et a sont les mêmes pour les deux noyaux, on a :

$$\text{noyau intérieur : } R' J_1 (R') \operatorname{ch} (Z) = \frac{I'}{2\pi}$$

$$\text{noyau extérieur : } [R'' J_1 (R'') - R' J_1 (R')] \operatorname{ch} Z = \frac{I''}{2\pi} \quad (53)$$

$$\text{avec } I' = \frac{\rho' i'}{v_0 a} \quad I'' = \frac{\rho'' i''}{v_0 a}$$

$$i = i' + i'' = v_0 a \left(\frac{I'}{\rho'} + \frac{I''}{\rho''} \right) = v_0 a \frac{I}{\rho}$$

$$\text{d'où : } \frac{I}{\rho} = \frac{I'}{\rho'} + \frac{I''}{\rho''} \quad (54)$$

On voit alors que cette petite étude permet de définir les modèles élémentaires de colonne d'arc qui constituent des résistances gazeuses parcourues par des courants que l'on peut associer en // pour tenir compte de la présence des noyaux.

.../...

CHAPITRE III

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE UTILISE

=====

Légende de la figure 4

- CN₁ : contacteur bipolaire pour courant continu de marque "PETERC
PC-500 pour 220VCC équipé de bouton marche-arrêt.
- M : Manostat de marque "RHONE-REGULATION". Modèle CPV-150, à
déclenchement 2 kg/cm²
- R₁ : Rhéostat de 0,66 à froid
- S : Shunt 0-750 A avec A-Ampèremètre C-95-CM 250 "CHAUVIN-ARNOU
- C₁ : Batterie de condensateurs de 5000 pF (2×2000 et 1000 pF)
LCC-Stéafix TTU-030
- C₂ : Batterie de condensateurs LCC-Stéafix de 8000 pF (3×2000 et
2×1000pF) TTU-030
- L : self de 8,4 µH (mesuré au Qmètre)
9 tours de cable THOMSON-HOUSTON "TITANEX" de 150mm² de sec
tion.
- E : Eclateur double
- T₁ : Transfo-élévateur 220-3500 V 50 Hz
- I : Interrupteur bi-polaire à deux positions
- R₂ : Relais à minimum de tension C-C télé mécanique électrique
t type J 7223
- CN₁/CA130 : contacteur T.E. bipolaire 220V - 50 Hz
- CN₂, CN₃
- VM₁ et VM₂ : valves électromagnétiques "RHONE-REGULATION" 380V-
50 Hz VM-6ERC
- CP : chalumeau à plasma

On distinguera dans cette description deux parties : (voir photo
page suivante)

A) L'ALIMENTATION ELECTRIQUE

B) LE CHALUMEAU PROPREMENT DIT

A) Nous allons examiner un à un le rôle de chacun des éléments énumérés ci-dessus.

a) tout d'abord, le contacteur CN₁ permet d'obtenir la tension continue, à n'importe quel moment. (La commutatrice, source de courant continu, une fois mise en route, est laissée en marche toute la journée) ; on insère en série, avec le bouton arrêt, un petit contact électrique commandé par la pression de l'eau de refroidissement du chalumeau ; lorsque celle-ci est insuffisante ($P < 2$ Bars) le contact est ouvert ; si la pression est $> 2,5$ Bars, le contact se ferme et la mise en marche du contacteur peut alors s'effectuer ; ceci constitue donc une sécurité ; il est en effet impossible de mettre en marche le chalumeau lorsque l'eau ne circule pas ; cette sécurité est assurée par le Manostat CPV-150, fabriqué par "RHONE-REGULATION".

b) Le rhéostat R mis en série avec la source continue de 210 Volts, permet d'obtenir la tension d'arc désirée (25 ou 70 Volts). La tension aux bornes du rhéostat est donc de $220 - 25 = 195$ Volts. Ce rhéostat de $0,68\Omega$ à froid, et $0,85\Omega$ à chaud permet de faire varier grâce à un commutateur, le courant qui alimente le chalumeau, et d'obtenir ainsi le point de fonctionnement désiré.

Il est composé de 240 éléments de $0,10\Omega$ à froid en acier Nickel-Chrome, ces éléments étant associés en groupements mixtes série-parallèle ; en effet, six éléments "e" forment un élément E de $0,017\Omega$ et quarante de ces éléments "E" forment le rhéostat "R".

Le commutateur qui l'équipe, est fabriqué par la Maison "HEINEQUIN" à LYON et comporte dix plots actifs, neuf plots morts, qui permettent de se placer sur des résistances variant de $0,41$ à $0,85$ ohm (à chaud). Chaque plot mort correspond au passage sur une résistance fixe de $0,45\Omega$.

.../...

L'on est ainsi assuré de passer d'un plot actif à un autre plot sans interruption de courant (mais avec des discontinuités). Ce commutateur peut supporter 500 A en régime permanent ; il comporte un secteur général d'arrivée de courant et est construit sur une ferritite de 700 × 700mm ; il est équipé d'un dispositif de crantage de la manette, faisant nettement sentir à l'opérateur, les différentes positions actives. D'autre part, un contact de verrouillage commandé par le levier de crantage permet la commande d'un contacteur unipolaire destiné à éviter la manoeuvre de charge sur l'interrupteur. Ce contacteur évite, d'autre part, la coupure en charge, sur le commutateur qui serait préjudiciable à la vie de l'appareil.

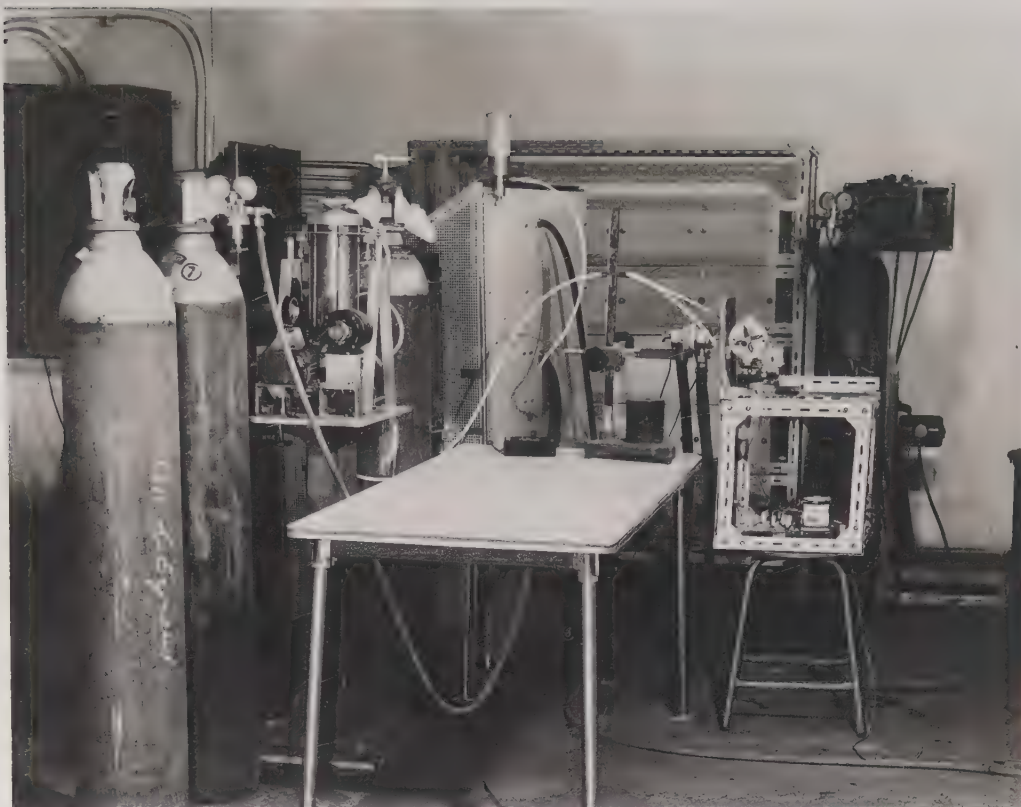
c) Le voltmètre et l'amperemètre, qui mesurent respectivement la tension et l'intensité de l'arc ; ce sont des appareils équipés de cadrans "grand angulaire", ce qui permet une assez grande précision de lecture.

d) La self L, la capacité C₂, l'éclateur "E", le transformateur T₁ constituent le starter haute-fréquence ; celui-ci produit un arc H.F. entre les électrodes du chalumeau et permet l'amorçage de celui-ci. Examinons un à un les différents éléments constitutifs de ce starter.

1°) La self L de 8,4 µH (9 tours de cable de 150 mm² de section) Le courant continu doit aussi passer dans ce cable, ce qui explique la grosseur de la self. En effet, au démarrage, la H.F. se superpose au courant continu et est appliquée à l'anode, par l'intermédiaire de ce cable. On associe cette self à une capacité C₂ de 8000 pF, constituant ainsi un circuit oscillant de 620 KHz ; en effet :

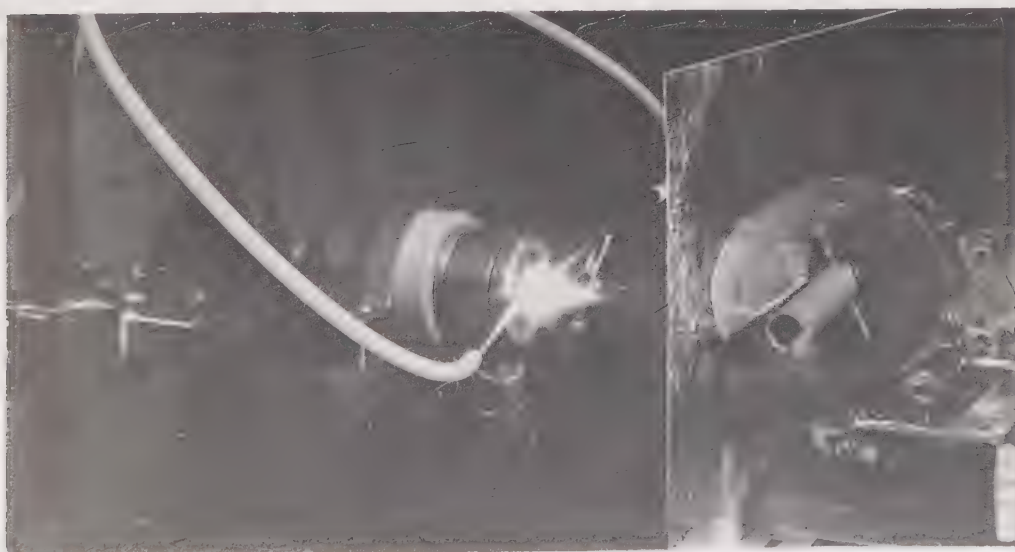
$$LC = 8,4 \cdot 10^{-6} \times 8 \cdot 10^9 = 6,72 \cdot 10^{-14}$$

$$\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{10^7}{6,28 \times 2,56} = 0,62 \cdot 10^6 = 620 \text{ KHz}$$



Vue générale de l'installation

De gauche à droite : les bonbonnes d'Argon, l'injecteur de poudre, l'armoire de commande, le chalumeau, le porte-échantillon pour la projection.



Vue du chalumeau en projection

$I = 400 \text{ A}$ $V = 21 \text{ Volts}$

Débit gaz plasma = 28 l/mn - Débit gaz poudre = 8 l/mn

2°) L'éclateur "E" : il est double, afin d'assurer un fonctionnement plus régulier de l'appareil ; de plus, la résistance négative de l'éclateur est ainsi doublée, ce qui facilite la production d'oscillations. Les électrodes sont en tungstène, métal choisi pour sa dureté et sa résistance à l'usure (l'essai fait avec de l'acier inoxydable a montré que celui-ci s'usait rapidement).

La distance interélectrode choisie est 3/10mm, distance qui permet d'avoir la meilleure stabilité de l'arc possible. L'allumage du starter n'excède pas cinq secondes ; cela évite un échauffement excessif de l'éclateur, préjudiciable à son bon fonctionnement.

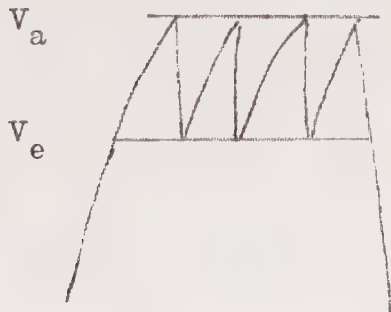
3°) Le transformateur T_1 fonctionne sur le secteur 50 Hz, élévateur de tension 220/3500 V. Au secondaire du transformateur, se trouve branché l'éclateur.

Etudions maintenant plus en détail le fonctionnement de ce starter H₁F. Nous examinerons celui-ci sous les deux aspects qualitatif et quantitatif.

Examinons d'abord l'aspect qualitatif du problème. Il y a lieu de distinguer tout d'abord :

- les oscillations de relaxation basse-fréquence du circuit R-C (R résistance du secondaire du transfo).
- les oscillations haute fréquence proprement dites.

Examinons d'abord, les premières, d'après le dessin suivant qui considère une demi-période de la tension 50 Hz-3500 V.



La tension alternative, monte d'abord jusqu'à la tension V_a , tension d'allumage de l'arc (16 à 1800 V).

Lorsque l'arc est amorcé, la capacité C, qui jusqu'alors se chargeait, se décharge dans l'éclateur ; la tension décroît très rapidement de V_a à V_e ; à partir de ce moment, le condensateur se charge à nouveau jusqu'à V_a et ainsi

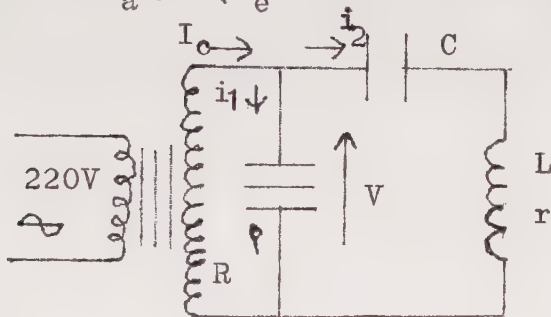
.../...

de suite jusqu'à ce que la tension alternative 50 Hz décroisse de V_e jusqu'à 0. Le cycle charges-décharges reprend de la même façon pour la demi-alternance négative à partir de $(-V_a)$.

Ainsi, on voit que la période de ces oscillations dépend de R, de C et de l'inertie de l'arc (qui limite la fréquence dans le domaine 0-10000 Hz). Dans le cas de notre starter, la fréquence de ces oscillations est variable entre 3 et 5000 Hz.

Les oscillations H F : à chaque décharge de C, un train d'oscillations H F se produit, oscillations rendues possibles par la résistance négative de l'arc. Si la résistance de la self est faible ($Q = 70$ avons-nous mesuré), alors la décroissance exponentielle de la tension crête H.F. est suffisamment lente pour lui permettre de garder une valeur moyenne suffisante avant que n'arrive le train d'oscillations suivant.

Examinons maintenant le fonctionnement quantitatif de ce starter ($V_a < V < V_e$). On admettra que $\frac{dE}{dt} = 0$.



Soit E la tension aux bornes du transfo.

$$I_c = i_1 + i_2 \quad (1a)$$

$$E - RI_c = V \quad (1b)$$

$$V = \rho i_2 \quad (1c)$$

Figure 5 $ri_1 + L \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{c} \int i_1 dt = V \quad (2)$

dérivons (2), on a :

$$L \frac{d^2 i_1}{dt^2} + r \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{c} i_1 = \rho \frac{di_2}{dt} \quad (3)$$

en dérivant (1b), on a :

$$\frac{dE}{dt} - R \frac{di_1}{dt} - R \frac{di_2}{dt} = \frac{dV}{dt} = \frac{di_2}{dt}$$

.../...

$$\text{d'où : } \frac{L}{\rho} \times \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{r}{\rho} \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{\rho C} i_1 = \frac{di_2}{dt} \quad (3\text{bis})$$

$$\text{or } -R \frac{di_1}{dt} = (\rho + R) \frac{di_2}{dt}$$

$$\text{d'où : } \frac{di_2}{dt} = \frac{-R}{\rho + R} \frac{di_1}{dt} \quad (5) \quad \text{d'où l'on tire de (3bis) en}$$

substituant la valeur obtenue dans (5) :

$$\frac{L}{\rho} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{r}{\rho} \frac{di_1}{dt} + \frac{R}{\rho + R} \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{\rho C} i_1 = 0$$

$$\frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{r}{L} \frac{di_1}{dt} + \left(\frac{\rho R}{\rho + R} \right) \times \frac{1}{L} \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{LC} i_1 = 0$$

La condition limite est :

$$r + \frac{R}{\rho + R} = 0$$

$$\text{alors } w^2 = \frac{1}{LC}$$

$$\text{d'où : } N = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

avec $r \neq 0,5 \Omega$ et $R = 2500 \Omega$ si $\rho \ll R$ (ce qui est le cas ici)

$$\text{on a : } \frac{R}{\rho + R} = \frac{\rho R}{R} = \rho$$

d'où la condition $r \ll \rho$

Ainsi constitué, notre starter H.F. fournit une tension efficace estimée à 3000 Volts, ce qui permet l'éclatement d'un arc entre cathode et anode (dans l'air) à 1,5 mm de distance.

Dans l'argon, la distance d'éclatement est supérieure à 5mm, d'où un allumage très facile du chalumeau.

Avec un courant d'azote, la distance d'éclatement est pratiquement la même que dans l'air ; cela nous a conduit à amorcer, les plasmas d'azote en introduisant d'abord de l'Argon dans le chalumeau et à remplacer progressivement celui-ci par l'azote.

4°) La capacité C_1 de 5000 pF est destinée à protéger la source de la H.F ; en effet, l'impédance de cette capacité en H.F à 620 KHz est $\frac{1}{C\omega} = 50\Omega$ alors que l'impédance H.F de la source est pratiquement infinie. D'autre part, cela permet, sans danger de mettre un voltmètre continu aux bornes. Cette capacité permet, en outre, l'application de la tension H.F aux bornes du chalumeau.

- Notons ici que les capacités C_1 et C_2 sont capables de supporter une tension de 8500 Veff.
- Envisageons maintenant le rôle du relais R associé au contacteur CN_1 - CA 130.

e) Le relais R est un relais à minimum de tension ; sa bobine est alimentée sous tension continue prise aux bornes du chalumeau. A vide, lorsque l'arc ne fonctionne pas, la tension C.C est de 220 Volts, le contact K_1 du relais R est fermé ainsi que les contacts K_2 . Dès que l'amorçage est réalisé, la tension C.C tombe à 20-25 Volts (cas de l'Argon) ; le contact K_1 s'ouvre, libérant ainsi K_2 et coupant de ce fait l'alimentation du transformateur T_1 et donc, interrompant le fonctionnement du starter H.F.

- Ceci a lieu pour la position 2 de l'interrupteur à deux positions
- Pour la position 1, l'ensemble relais-contacteur est mis hors de circuit. Cette position est uniquement destinée à régler correctement la distance interélectrodes. On peut qualifier cette position de "commande de mise à feu manuelle du chalumeau", l'autre étant une commande semi-automatique.

f) Les contacteurs CN_2 et CN_3

CN_2 est le contacteur principal pour le courant alternatif ; sa bobine est alimentée en 220V-50 Hz ; il commande l'alimentation des bobines des contacteurs CN_3 et CN_4 .

Le contacteur CN_3 commande l'alimentation du ventilateur refroidissant "R" le rhéostat.

g) Alimentation en gaz du chalumeau

L'alimentation en gaz du chalumeau se fait grâce à un circuit comprenant :

- 1°) les bouteilles de 50 l (Air Liquide) de type classique contenant 10 m^3 d'Argon et chargée sous 200 Bars. La pression de sortie est réglable, grâce à un manomètre-détendeur (0-315 Bar, 0-6 Bar à la sortie).
- 2°) Les valves électromagnétiques, alimentées sous 380V-50 Hz, commandant l'ouverture ou la fermeture de l'alimentation en gaz du chalumeau.
- 3°) Les débitmètres.

B - DESCRIPTION DU CHALUMEAU (figure 6 a, b, c, d, e)

Ce type de chalumeau convient à la fois aux gaz mono et diatomiques.

Il s'agit d'un appareil à "gaine gazeuse" dans lequel le gaz est introduit en arrière du chalumeau ; il s'écoule ensuite le long de la cathode, formant une gaine gazeuse entourant l'arc de façon à provoquer la striction de celui-ci et à protéger les électrodes (8) (figure 6 e).

Nous avons expérimenté trois chalumeaux différents de ce type ; le premier, ne figure pas dans ce compte-rendu ; il était en grande partie similaire au second et présentait des dimensions et un poids plus grands. Il pesait 6 kgs et n'était pas maniable. De plus, contrairement au second, les arrivées d'eau et de courant étaient différentes.

Seul sera décrit ici le chalumeau n° 3 ; en effet, nous avons dû abandonner le chalumeau n° 2 pour les raisons suivantes : refroidissement insuffisant de la buse et de l'électrode en tungstène (cathode) et variation de centrage de cette même électrode, en cours de fonctionnement.

.../...

Tension continue

$V_{anode} - V_{cathode} = 20 \text{ V}$

Teflon
isolant

Anode

Plasma à l'argon
à 16000°K

Eau de
refroidissement

Eau de
refroidissement

Injection de gaz (argon)

Electrode K
en tungstène
thoré (2% Th)

FIG.-6 e - SCHEMA DE PRINCIPE DU CHAUFFEUX N°3

ANODE

ISOLANT

PARTIE ARRIERE : CATHODE

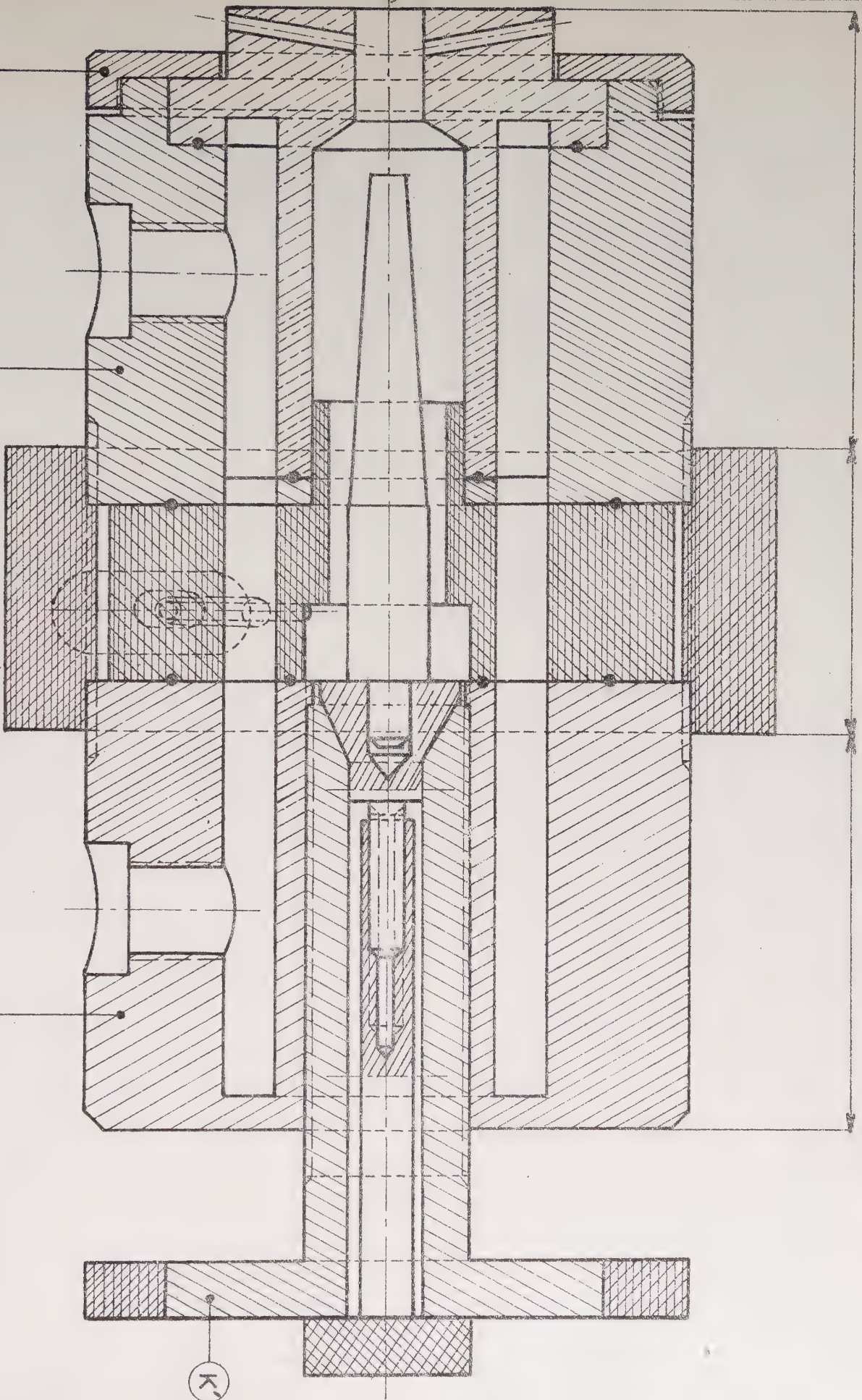


FIG. 6a

Echelle 2

On distingue trois grandes parties : la cathode, l'anode et l'anneau de téflon qui isole thermiquement et électriquement anode et cathode (figure 6e et 6a)

a) L'anode est composée de trois parties : la rondelle de laiton A permet de fixer la buse "B" (figures 6a et 6b) à l'intérieur du corps C (figure 6a) et de serrer les joints d'étanchéité de la buse qui baigne complètement dans l'eau ; cette même buse "B" (figure 6b) est en cuivre, métal choisi pour ses excellentes propriétés thermiques et électriques (excellent conducteur).

b) L'anneau de Téflon : il isole, on l'a déjà vu, thermiquement et électriquement, cathode et anode ; il est percé de six trous permettant le passage de l'eau de la partie avant vers la partie arrière (figure 6 a). Le téflon a été choisi en raison de ses bonnes propriétés isolantes et pour sa tenue correcte jusqu'à une température de 250 à 300°C.

c) La partie arrière : cathode : se compose de deux grandes parties, le corps principal C' et le porte-électrode K' (figure 6 a).

1°) La pièce principale C' comporte une gorge annulaire de refroidissement et est filetée intérieurement sur une longueur de 40mm. Ce filetage est refroidi sur toute la longueur (fig. 6a) ; il permet le positionnement de l'électrode K (en tungstène thorié) par rapport à la buse.

2°) Le porte-électrodes K' et l'électrode K (figures 6a et 6c)

L'électrode K est en tungstène thorié à 2% de thorium ; le tungstène a été choisi en raison de son excellente tenue aux hautes températures, sa bonne conductivité électrique et aussi par la très forte densité de courant qu'il est capable de supporter sans dommage ; d'autre part, il possède une très bonne émissivité électronique fortement accrue par la présence de thorium ; cette propriété est, on le conçoit, très intéressante dans un phénomène d'ionisation.

FIG. 6d (éch. 2)

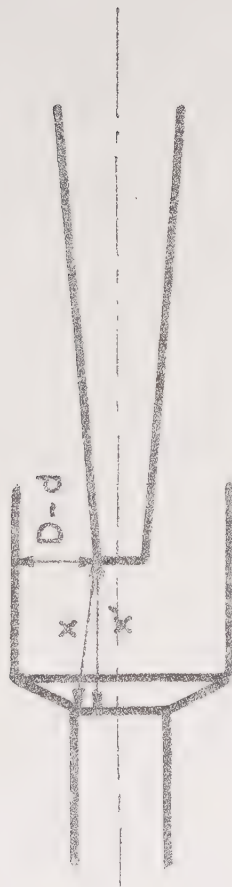


FIG. 6b (éch. 1)

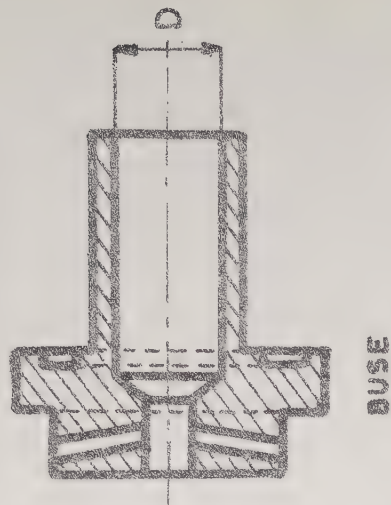


FIG. 6c (éch. 2)



CATHODE (TUNGSTÈNE THORIÉ)

Le problème le plus important à résoudre a été le refroidissement de cette électrode : en effet, vu la faible section du tungstène (7 à 8 mm de diamètre) et les fortes intensités lo traversant, celui-ci subit un grand échauffement ; un refroidissement insuffisant entraîne une détérioration rapide de l'électrode K et du porte-électrodes K' (ceci fut le cas avec le chalumeau n° 2).

L'étude théorique du chapitre II, nous a montré que le plasma est engendré par la tache cathodique de rayon r_c , et que celui-ci est très faible ; pour favoriser l'existence de cette tache, il nous a semblé tout indiqué de donner à la cathode une forme conique, qui resserre à l'intérieur de celle-ci les lignes de courant ; d'autre part, du point de vue aérodynamique, une buse conique aura un rendement supérieur à une buse tron-conique ou cylindrique. Le diamètre des tiges choisies est de 8mm ; l'expérience nous a montré que, une tige conique sur une longueur de 30mm (angle total 30°) se détériore assez rapidement ; aussi, avons-nous adopté la solution suivante : tige tron-conique sur une longueur de 30mm ; diamètre d minimum = 3mm (extrémité de la tige). Ainsi, pour le domaine d'intensité choisi, n'avons-nous noté aucune détérioration rapide et visible de la cathode (figure 6c).

d) Notons que l'étanchéité est assurée partout par joints toriques
(voir figure 6a)

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS AVEC LE CHALUMEAU N° 3

=====

Nous avons entrepris les essais avec des buses de diamètres respectifs 7 et 5mm, chacune ayant une longueur de 10mm. Dans le cas de l'Argon, la chambre de détente mesure 35mm de longueur et un diamètre D de 14mm (figure 6b). Ces essais ont comporté trois phases :

- A) Etude des caractéristiques $V = f(I)$ et $V = f(d)$ respectivement à débit d et intensité I constants.
- B) Mesure des températures ; $T = f(I)$ et $T = f(d)$ pour une bus donnée.
- C) Etude de la projection d'alumine.

A - ETUDE $V = f(I)$ et $V = f(d)$

La distance choisie entre l'extrémité de la tuyère et l'extrémité de la cathode est de 5mm ; en effet, pour des distances comprises entre 0 et 5mm, la tension V croît ; à partir de $d = 5$ mm la tension reste constante ; cela tient essentiellement aux caractéristiques géométriques respectives de la buse et de la cathode (figure 6 d) ; en effet, pour une distance $x = \frac{D - d}{2}$, la tension ne variera pratiquement plus, la distance interélectrode restant pratiquement égale à $\frac{D - d}{2}$, on voit donc qu'à la limite L, on aura

$$x'^2 + (2)^2 = 5,5^2 \quad (\text{buse de } 7)$$

$$x'^2 = (5,5)^2 - (2)^2 = 25$$

$$x' = 5,0\text{mm} \quad \text{voir figure 6d}$$

Aux erreurs d'expérience près, on retrouve bien la valeur indiquée plus haut.

C'est donc pour cette position limite L, que l'on obtiendra la puissance maximum du plasma, pour une intensité donnée ; ajoutons d'autre part que, au-delà de L, ($x' < 5\text{mm}$) l'amorçage a de fortes chances de se produire à l'intérieur même de la chambre de détente et risque, par là même, de détériorer l'entrée de la tuyère, réduisant ainsi la durée de vie de la buse.

Si l'on étudie maintenant les caractéristiques $V = f(I)$, pour différents débits, on constate les faits suivants :

- 1°) Pour un débit donné, la tension V reste pratiquement constante quel que soit I ; par suite, la résistance de l'arc décroît, si I croît ; cela veut donc dire que le plasma devient meilleur conducteur, et que le taux d'ionisation augmente ; on peut donc s'attendre à ce que la température soit une fonction croissante de I.
- 2°) Pour une intensité donnée, la tension croît linéairement avec le débit de gaz.

Avec la buse de 7mm, on a pu observer, pour chaque intensité les phénomènes suivants :

a) pour des débits inférieurs à d_1 , la flamme est pointue et fine ; elle présente des zones d'une brillance très différente ; on peut donc penser que les gradients de température $\frac{\partial T}{\partial R}$ et $\frac{\partial T}{\partial z}$, où R et z sont respectivement les distances radiales et axiales, (voir chapitre II) sont importants.

b) pour les débits compris entre d_1 et d_2 , la flamme présente quelque instabilité, ($d_2 - d_1$) étant de l'ordre de 2 l/mm .

c) pour les débits supérieurs à d_2 , la flamme est de nouveau stable. Elle semble plus homogène du point de vue brillance et est ronde en son extrémité. Cette flamme convient d'ailleurs pour la projection.

d) pour les débits inférieurs à d_1 , l'écoulement du fluide plasmatique est en régime laminaire.

e) pour les débits supérieurs, l'écoulement du fluide plasmatique est en régime turbulent.

Toutes ces différences sont illustrées sur les photos ci-jointes a, b, c.

On observe, d'autre part, que ce débit d_1 varie linéairement avec l'intensité : Il est de 11 l/mm pour 205 A

16 l/mm pour 300 A

23 l/mm pour 420 A

Le tableau suivant illustre la constance des caractéristiques $V = f(I)$ et la linéarité des caractéristiques $V = f(d)$.

15 l/mm		20 l/mm		25 l/mm		30 l/mm	
V Volts	I Amp.	V Volts	I Amp.	V Volts	I Amp.	V Volts	I Amp.
18,3	210	19,1	210	19,8	210	20,5	210
18,4	270	19,1	270	19,8	275	"	275
18,4	300	19	300	19,7	300	"	300
18,4	350	19,1	350	19,7	350	"	350
18,4	385	19,1	385	19,8	385	"	385
	420	19,1	420	19,8	420	"	420

D'autre part, nous avons pu observer les faits intéressants suivants :

1°) Au bout de 35 heures de fonctionnement avec l'Argon

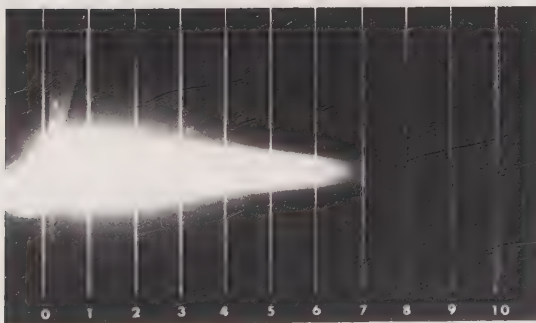
(8,5 KW de puissance, 21 Volts, 400 Ampères) une buse de 7mm, utilisée avec une électrode en tungstène de 8, est peu détériorée ; cela montre que l'Argon engendre un plasma qui détruit peu les buses, phénomène explicable, par le fait que l'Argon possède une conductivité électrique faible (3810 cal/cm²/°C degré).



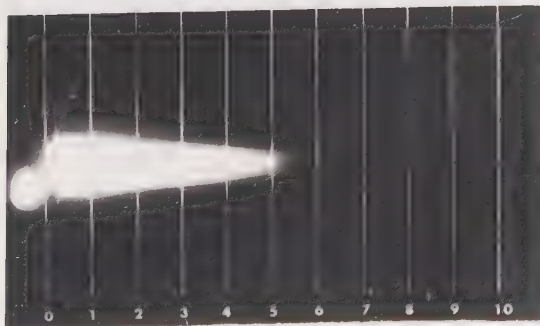
a) $I = 400 \text{ A}$; débit : 15 l/mn



b) $I = 400 \text{ A}$; débit : 22,5 l/mn



c) $I = 400 \text{ A}$; débit : 30 l/mn



d) $I = 240 \text{ A}$; débit : 30 l/mn

2°) On a pu constater, que, pour avoir un plasma brillant et pincé (par conséquent chaud), il fallait, pour une électrode de 8, des buses ayant des diamètres de tuyère égaux à 7 et 6mm, les buses ayant des tuyères de diamètres supérieurs donnant des plasmas mous, peu stables et bien moins confinés.

3°) Pour une buse donnée et un débit donné, on constate que, une augmentation d'intensité entraîne un allongement et un pincement plus fort de l'arc (donc augmentation de la température). Ainsi l'arc mesurant 25mm à 220 A, mesurera plus de 40mm à 400 A (sous un débit d'Argon de 21 l/mm) (voir photographies c et d).

4°) Pour une intensité et un débit gazeux donné, la variation de la tension V entre anode et cathode est fonction croissante de la distance.

B - MESURE DE LA TEMPERATURE DE L'ARC

1°) Hypothèses : avant d'étudier les méthodes propres à mesurer les températures d'arc, il convient de revenir sur les hypothèses nécessaires à cette étude (10).

Dans la colonne de l'arc, on trouve un mélange comprenant, molécules, atomes neutres, ions et électrons ; on associe à chacune des particules une certaine température, d'après son énergie. A la pression atmosphérique, les échanges entre les atomes sont tels que l'on peut considérer qu'ils ont une même température, égale à celle du gaz. Par contre, celles des électrons est différente. L'énergie des électrons est due au champ E dans la colonne ; la présence en grand nombre des particules lourdes rend possible la transformation de cette énergie ; pour cela, nous allons considérer les échanges entre électrons et atomes.

Soient E le champ électrique, T_e et T_g les températures des électrons et du gaz et posons :

$$\Delta T = T_e - T_g$$

La différence d'énergie moléculaire sera $\Delta W = 3/2 kT$. Entre deux chocs, les électrons cèdent aux atomes l'énergie $\alpha \Delta W$ (où α est un coefficient d'échange de l'ordre du rapport des masses des particules considérées, et acquerront l'énergie $\Delta W'$ due à l'action du champ électrique E sur les électrons. En écrivant la condition $\Delta W' = \alpha \Delta W$, nous aurons l'ordre de grandeur de l'écart de température. Dans le cas qui nous intéresse, il est de l'ordre de 1% (d'après FABRE) (10). Notons que les densités électroniques sont ici de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} ; on fera donc les hypothèses suivantes :

$$\begin{aligned} n_i &= n_e \\ T_e &= T_i = T_g \\ P &= NkT \\ N &= n_o + n_i + n_e \end{aligned}$$

Nous utiliserons la méthode de distribution radiale des intensités spectrales de raies (voir figure 7)

2°) Répartition radiale (figure 7)

Cette méthode est valable pour des raies fines ou peu élargies, ce qui est le cas de l'Argon ; on sait que la répartition de température et d'intensité des raies émises est cylindrique. Il faut en tenir compte car la distribution de l'intensité observée à la sortie du photomultiplicateur ne correspondra pas à la distribution réelle ; considérons une section droite de la colonne soient $I(h)$ l'intensité observée, AB un segment de droite, dans la direction d'observation à la distance h de l'axe, limité à la circonférence de rayon R (rayon de la colonne) et Δy un élément de AB (y, h) ; $i(\sqrt{h^2 + y^2})$ représente l'intensité réelle dans la colonne (fig. 7).

On peut définir $I(h)$ comme la somme des intensités émises par les différents éléments y constituant AB et on peut écrire :

$$I(h) = 2 \sum_{y=0}^{y=R^2-h^2} i(\sqrt{h^2 + y^2}) \Delta y \quad (1)$$

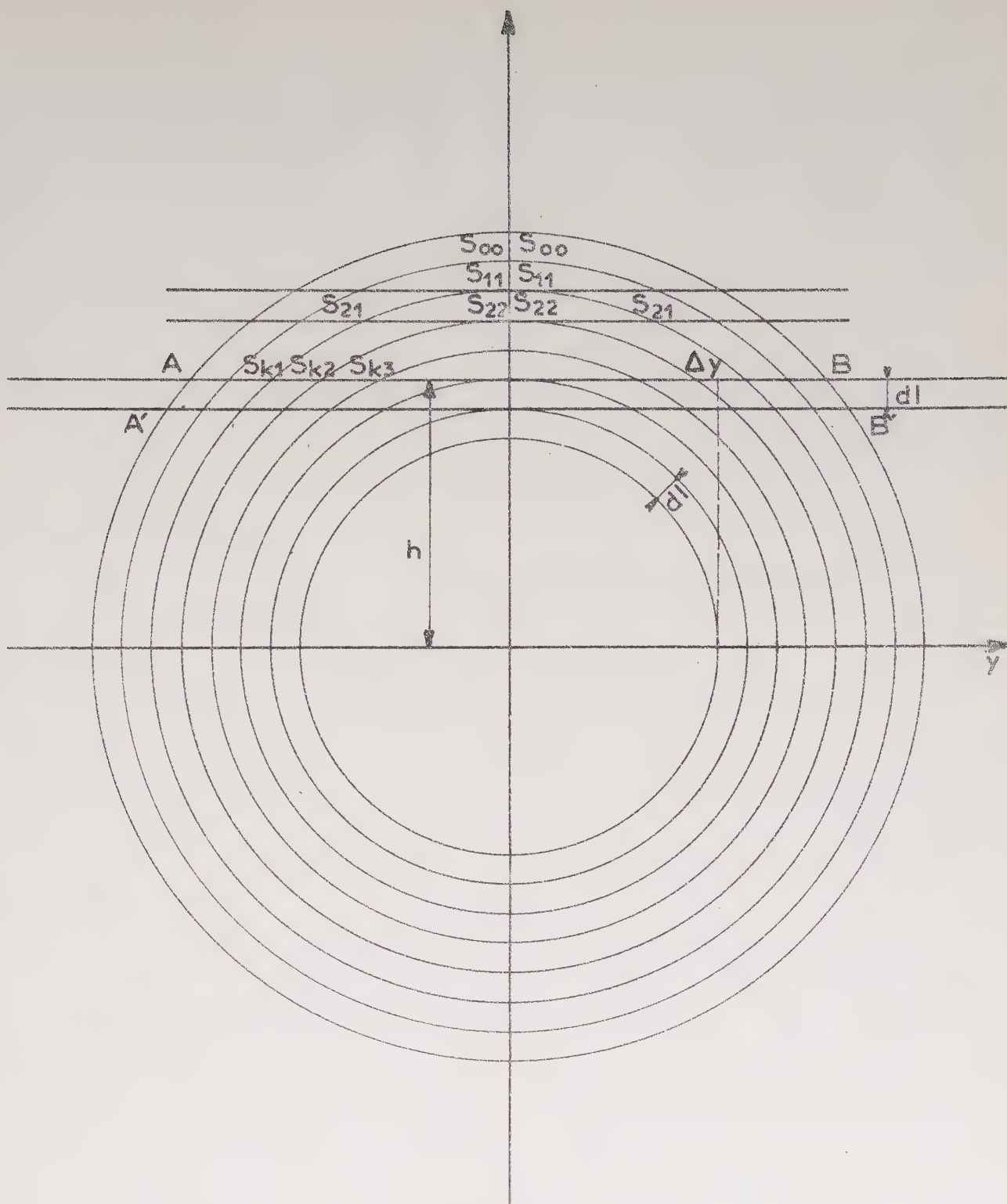


FIG. 7

Par intégration, en tenant compte de la répartition cylindrique, et en utilisant les coordonnées polaires, on a :

$$I(h) = 2 \int_h^R \frac{i(r) r dr}{\sqrt{r^2 - h^2}} \quad (2)$$

On pourrait transformer cette équation et la mettre sous forme d'ABEL ; on utilisera plutôt la méthode de détermination point par point, puisqu'on ne connaît pas de solution analytique de cette intégrale.

Considérons (1) et utilisons les éléments d'aire ;

On divise la section de la colonne en une série d'anneaux concentriques, d'épaisseur dl ; on affectera ces anneaux de l'indice t tels que le rayon intérieur soit :

$$r_t = R - tdl$$

On considère $i(r_t)$ l'intensité sur tout un anneau comme constante. Considérons le domaine délimité sur le cercle par deux droites $(k, k+1)$ distantes de dl , situées respectivement à une distance h_k, h_{k+1} du centre telles que $h_k = R - kdl$.

Soit $I(h_k)$ l'intensité totale émise par ce domaine.

Il est constitué d'éléments d'aire S_{kt} (surface délimitée sur l'anneau r_t , par les droites h_k, h_{k+1}) ;

alors on écrit que :

$$I(h_k) = 2 \sum_{t=1}^{t=h} i(r_t) S_{kt}$$

Les coefficients S_{kt} ont été calculés par PEARCE. On effectue la détermination point par point ; on considère que $I(h_1)$ vient d'une couche homogène d'intensité $i(r_1)$; on a alors :

$$I(h_1) = 2 S_{11} i(r_1) \Rightarrow i(r_1)$$

Pour l'intensité de la couche suivante, on aura alors :

$$I(h_2) = 2 S_{21} i(r_1) + 2 S_{22} i(r_2) \underline{\underline{\quad i(r_2)}}$$

et ainsi de suite jusqu'au centre de la colonne on obtient la répartition réelle de l'intensité $i(r)$.

3°) Méthodes recommandées pour mesurer les températures de plasma d'Argon

Il existe deux méthodes intéressantes pour mesurer la température d'un plasma d'Argon. Pour la clarté et la compréhension de l'exposé, nous allons les expliquer toutes deux en détail. Expérimentalement, cependant, nous n'avons utilisé que la deuxième que nous appellerons "Méthode OLSEN".

La première méthode est celle qui utilise l'intensité relative des raies atomiques ou ioniques ; en effet, le logarithme du rapport des intensités est fonction linéaire de l'inverse de la température ; on suppose que la population des différents niveaux d'énergie électronique est maxwellienne ; chaque niveau d'énergie est caractérisé par l'excitation (énergie d'excitation) le poids statistique (g_m) qui indique la dégénérescence de l'état et une probabilité A de transition, pour chaque transition vers les plus bas états d'énergie ; A doit être déterminé expérimentalement et peut varier avec la longueur d'onde émise.

L'intensité de la longueur d'onde émise est telle que : (11)

$$I = K \frac{g_m A_\lambda}{\lambda U(T)} n(T) \exp. - \frac{E_m}{kT}$$

k est une constante.

$n(T)$ le nombre d'atomes dans l'état E , nombre qui dépend de la température.

k est la constante de PLANCK.

λ est la longueur d'onde.

$U(T)$ l'énergie interne de partition.

Pour deux raies de longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 , on aura donc (puisque $n(T)$ et $U(T)$ sont les mêmes).

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{g_1 A_1 \lambda_2}{g_2 A_2 \lambda_1} \exp - \left(\frac{E_1 - E_2}{kT} \right)$$

d'où :

$$\log \frac{I_1}{I_2} = \log \frac{g_1 A_1 \lambda_2}{g_2 A_2 \lambda_1} - \frac{E_1 - E_2}{kT}$$

d'où :

$$T = \frac{(E_1 - E_2) \times \frac{1}{k}}{\log \frac{g_1 A_1 \lambda_2}{g_2 A_2 \lambda_1} - \log \frac{I_1}{I_2}}$$

ou en logarithmes à base 10.

$$T = \frac{(E_1 - E_2) \times \log e \times \frac{1}{k}}{\log_{10} \frac{g_1 A_1 \lambda_2}{g_2 A_2 \lambda_1} - \log_{10} \frac{I_1}{I_2}}$$

où E s'exprime en eV et T en degrés K

$$\text{avec } \log_{10} e \times \frac{1}{k} = 5040^\circ\text{K/eV}$$

on en déduit :

$$T = \frac{5040 (E_1 - E_2)}{\log_{10} \frac{g_1 A_1 \lambda_2}{g_2 A_2 \lambda_1} - \log_{10} \frac{I_1}{I_2}}$$

Il faut prendre, on le conçoit, des raies dont les énergies sont très différentes pour avoir le maximum de précision.

Pour mesurer les intensités des raies, il importe de tenir compte de la répartition radiale de température ; rappelons en effet, que si l'on fait une observation en un point du plasma, non placé sur l'axe, on ne possède qu'une valeur moyenne de l'intensité observée, tant que l'on n'a pas déterminé la forme $I(r_k)$ de la distribution radiale de l'intensité.

Pour transformer la mesure de température en une opération rapide de routine, nous utiliserons le tableau et les courbes donnant les facteurs de forme (S) calculés par PEARCE (11).

Figure 8.

.../...

On procède de la façon suivante : l'intensité $I(r_k)$ à n'importe quelle valeur du rayon r_k est reliée à l'intensité observée sur l'axe par un facteur quelconque (S) qui dépend seulement de r_k et de la forme de la courbe observée $I(h)$.

Nous utiliserons 25 divisions de r et 20 formes possibles de courbes qui ont été calculées ou observées par différents auteurs (BURKORN, MICKER ou PETER) (figure 8). Physiquement, le facteur de forme $S_1(r_1)$ représente le pourcentage de I sur l'axe qui prend naissance dans l'élément de volume semi-circulaire comprenant l'axe et ayant un rayon égal au $1/25$ du rayon R total mesuré. Donc pour déterminer l'intensité relative des raies de longueur d'onde λ_1 et λ_2 , le rapport mesuré $\frac{I_1}{I_2}$ doit être multiplié par le rapport des deux facteurs de forme $S_1(r_1)/S_2(r_1)$; on déterminera donc $1/T$ en portant sur le graphe $\frac{S_1 I_1}{S_2 I_2}$.

Si l'on désire la température à des valeurs de r égales à r_k , c'est le rapport des facteurs de forme $S_1(r_k)/S_2(r_k)$ qui sera utilisé ; le rapport sera $\frac{S_1(r_k) I_1}{S_2(r_k) I_2}$; si jamais, la forme de la courbe expérimentale ne coïncide pas avec l'une des 20 courbes, on interpolera.

Pour l'étude de la température d'un plasma d'Argon, on peut utiliser une autre méthode mise au point par OLSEN (12)(13)(14). On utilise la raie 4181 Å de l'Argon, choisie pour son intensité spectrale relativement élevée par rapport au fonds continu du spectre. D'autre part, elle interfère très peu avec les raies voisines (figure 11).

On détermine expérimentalement $\frac{I}{I_0}(h)$ (figures 9a, 9b, 10a, 10b) de la façon suivante ; la mesure de I s'obtient en deux temps ; il faut d'abord mesurer l'intensité de l'ensemble (ligne spectrale + fonds continu) et ensuite mesurer le fonds continu seul ; pour cela, on mesure ce fonds de 4 à 5000 Å, zone dans laquelle la croissance est linéaire (figure 12) ; on mesure ce fonds pour des valeurs de h égales à 0, 0,5, 1, 1,5, 2 et 2,5 mm ;

.../...

FIG. 8

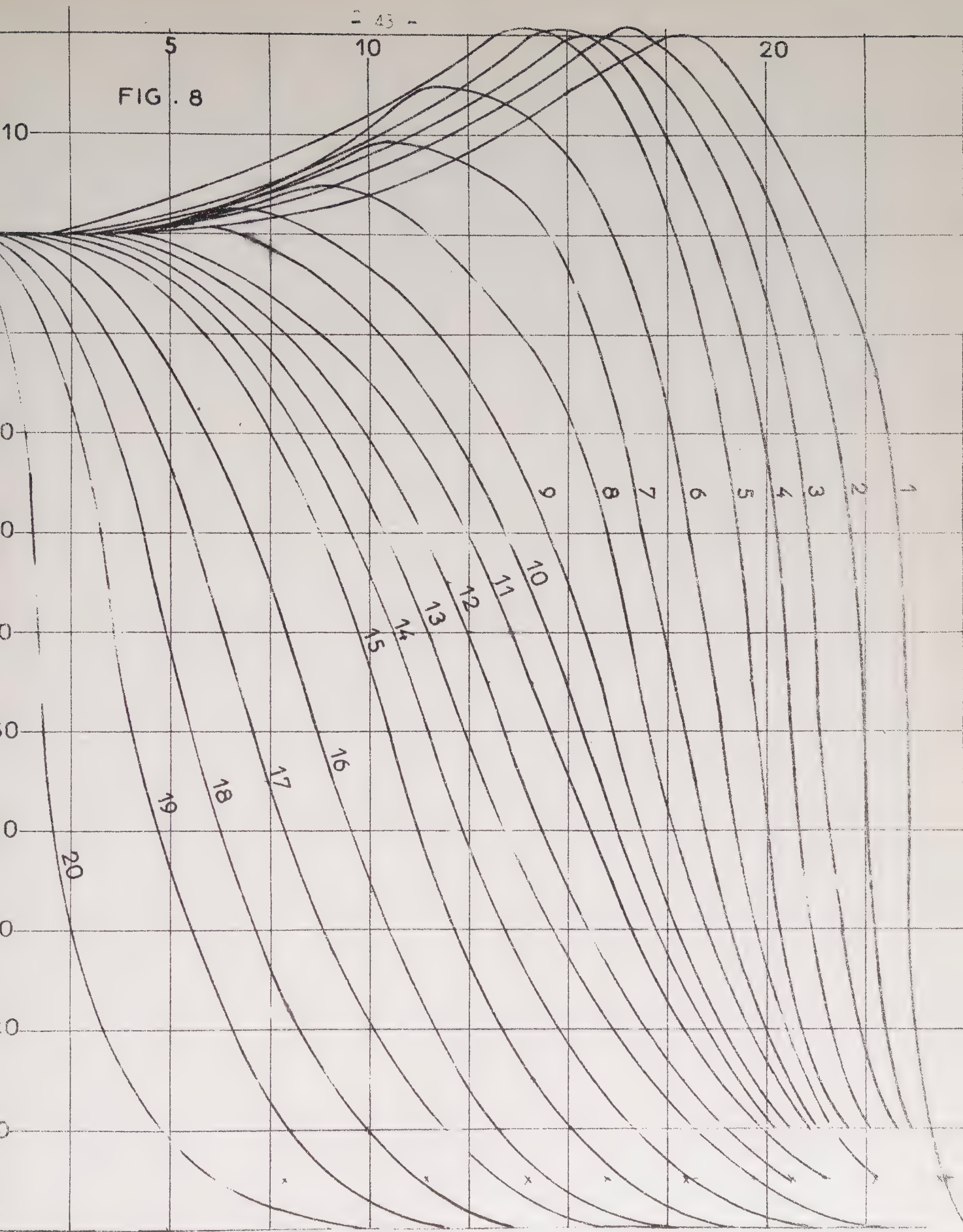
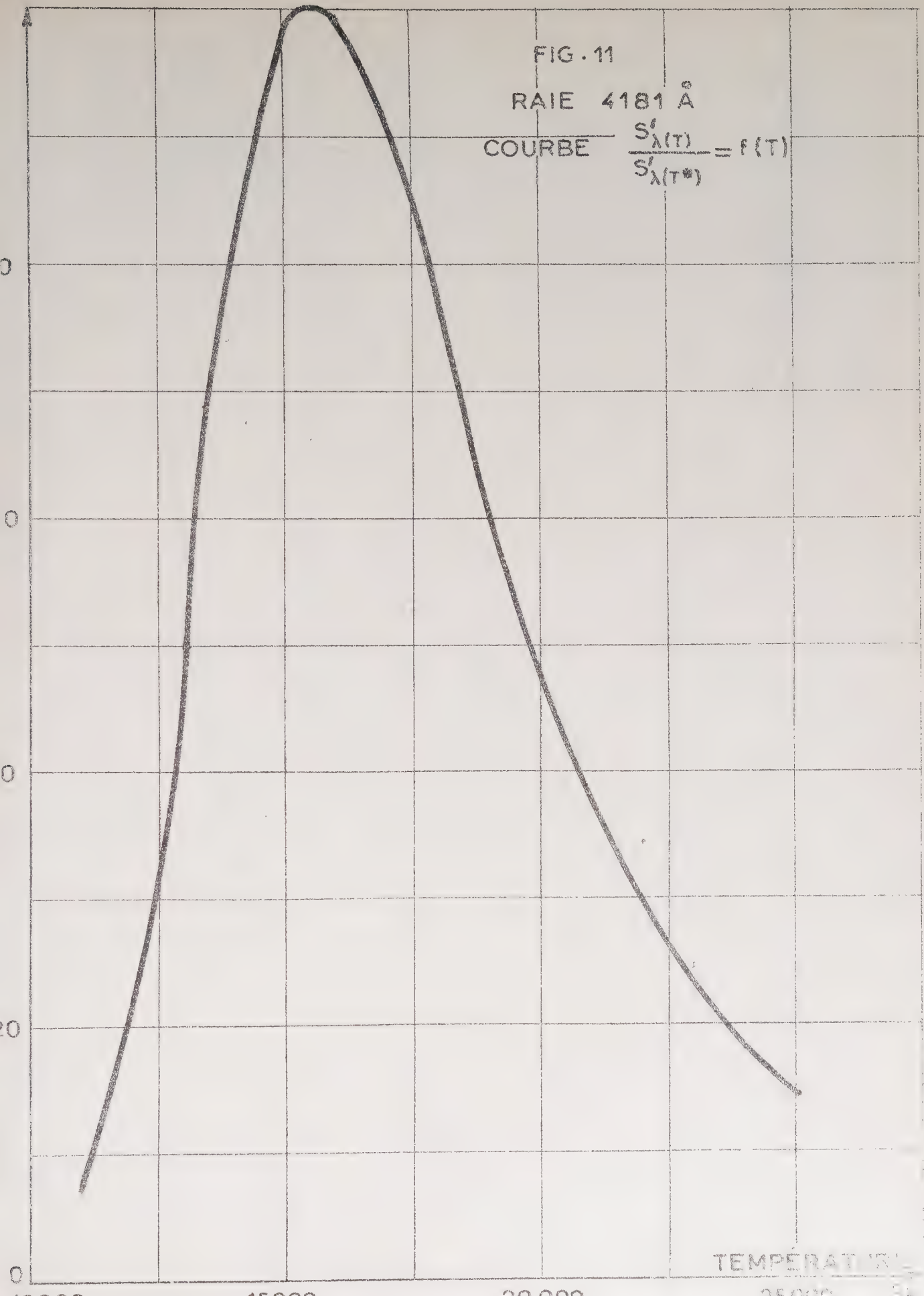


FIG. 11

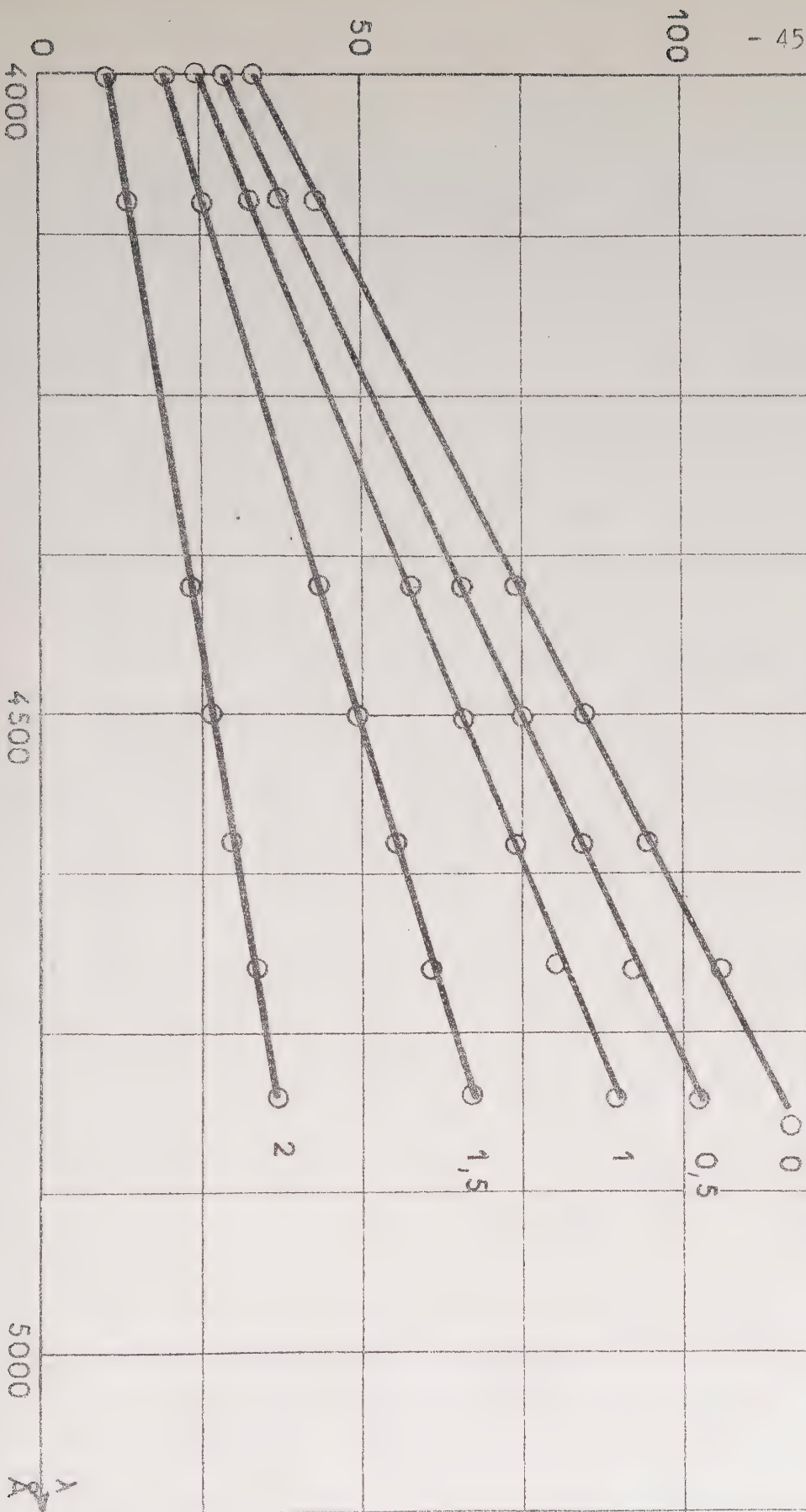
RAIE 4181 Å

COURBE $\frac{S'_{\lambda}(T)}{S'_{\lambda}(T^*)} = f(T)$



I
ANOMBRE DE DIVISIONS LUES
SUR LE GALVANOMÈTRE

FIG. 12
BUSE 5 I = 400 A
EXEMPLE DE FOND CONTINU POUR
DIFFERENTES DISTANCES
DEBIT : 21 l/mn



On admettra une variation linéaire du fonds entre ces différentes valeurs.

On déduit de ces courbes la valeur du fonds continu pour $4181 \text{ \AA}$; on fait ensuite la différence entre l'ensemble (ligne spectrale $4181 \text{ \AA}$ + fonds continu) et ce fonds continu et l'on obtient la valeur de I observée.

On appellera I_0 , l'intensité observée sur l'axe et I , l'intensité observée à la distance h de l'axe ; il faut déduire de cette courbe la distribution d'intensité radiale $S_\lambda(T)/S_\lambda(T^*) = f(r)$.

Remarquons que ces deux courbes sont normalisées car :

1°) Il s'agit, dans les deux cas d'intensités relatives

2°) Les distances r et h sont exprimées en $1/25$ du rayon total R .

On obtient donc la seconde courbe suivant la méthode exposée plus haut et trouvée par FEARCE (11) - Figures (9a et 9b, 10a et 10b).

Nous ne donnons ici que les courbes $\frac{I}{I_0}(h)$ les plus caractéristiques :

Buse 7	}	$I = 400 \text{ A}$	débit 21 l/mn
Buse 5		$I = 260 \text{ A}$	débit 21 l/mn

Le problème est donc de déduire de cette courbe

$S_\lambda/S_\lambda(T^*) = f(r)$, la distribution radiale de température. Pour cela, il faut connaître la dépendance théorique de température entre les intensités relatives normalisées de la raie considérée.

On a vu que l'intensité relative d'une ligne spectrale de fréquence N (longueur d'onde λ) due à une transition spontanée d'un état excité d'énergie E_m peut s'écrire :

$$S'_\lambda(T) = k \frac{n(T)}{u(T)} \exp. - \frac{E_m}{kT}$$

Cette fonction passe par un maximum à une température "normale" bien définie T^* , où l'accroissement d'intensité dû au facteur exponentiel est juste équilibré par la réduction de $n(T)$ due à l'effet combiné de l'expression du plasma et de l'ionisation.

Si $T > T^*$, $S'_\lambda(T)$ décroît.

.../...

La conversion de la distribution radiale d'intensité expérimentale, mesurée sur une échelle d'intensité arbitraire en une distribution radiale de température, donne un point de calibration commun entre les deux fonctions de distribution $S_{\lambda}(r)$ et $S'_{\lambda}(T)$; à cet effet, on définit une distribution d'intensité comme :

$$f(T) = \frac{S'_{\lambda}(T)}{S'_{\lambda}(T^*)}$$

fonction qui présente un maximum à la température T^* "normale" (figure 11) ; notons ici que cette méthode est valable et applicable de la même manière pour tous les états successifs d'ionisation de l'atome considéré ; la limite supérieure de mesure de température est celle obtenue pour l'ionisation complète ; la limite inférieure pratique dans l'Argon atmosphérique est imposée par la décroissance lente d'intensité pour $T < 10000^{\circ}\text{K}$.

Lorsque la température du plasma dépasse la température normale pour une ligne spectrale donnée, il existe un pic d'intensité en dehors de l'axe pour la distribution d'intensité radiale (voir figures 9a et 9b, 10a et 10b) ; celle-ci est observée pour le rayon R où $T = T^*$. En reportant tous les rapports $S_{\lambda}(T)/S_{\lambda}(T^*) = f(r)$ sur la courbe $S'_{\lambda}(T)/S'_{\lambda}(T^*) = f(T)$, on obtient la température T .

Remarque : la courbe $\frac{S'_{\lambda}(T)}{S'_{\lambda}(T^*)}$ a été calculée en tenant compte des valeurs de $n(T)$, $U(T)$ et E_m données par OLSEN (13) pour l'argon atmosphérique.

4°) Dispositif expérimental et résultats

a) Ce dispositif comprend :

un monochromateur 3800-8000 Å à fentes d'entrée et de sortie symétriques ouvertes à 1,5 centième de mm, ce qui nous assure une pureté spectrale $d\lambda$ de 4 Å à 4500 Å longueur d'onde autour de laquelle nous travaillons ; le monochromateur est suivi d'un photomultiplicateur de type "150 AVP" RADIOTECHNIQUE dont la zone de fonctionnement est 4 à 6000 Å. Il est alimenté sous une haute

FIG. 9a

BUSE 7

I = 260 A

DEBIT : 21.1 / mn

COURBE ①

$$\frac{I}{I_0} = f(h)$$

II

②

$$\frac{S_{\lambda(T)}}{S_{\lambda(T^*)}} = f(r)$$

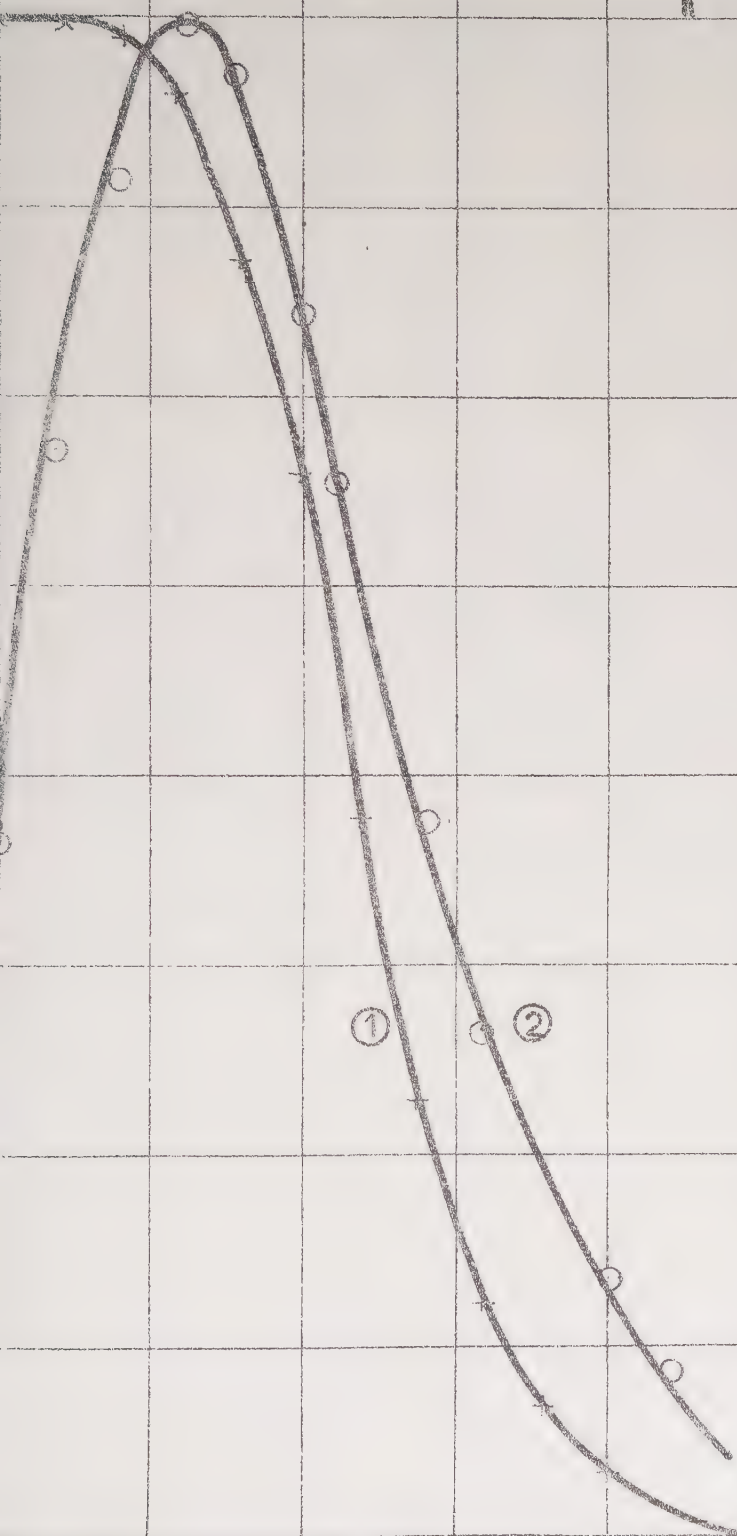


FIG. 9b

BUSE 7

I = 400 A

DEBIT: 21 l/mn

COURBE ①

$$\frac{I}{I_0} = f(h)$$

②

$$\frac{S_{\lambda}(\tau)}{S_{\lambda}(\tau^*)} = f(r)$$

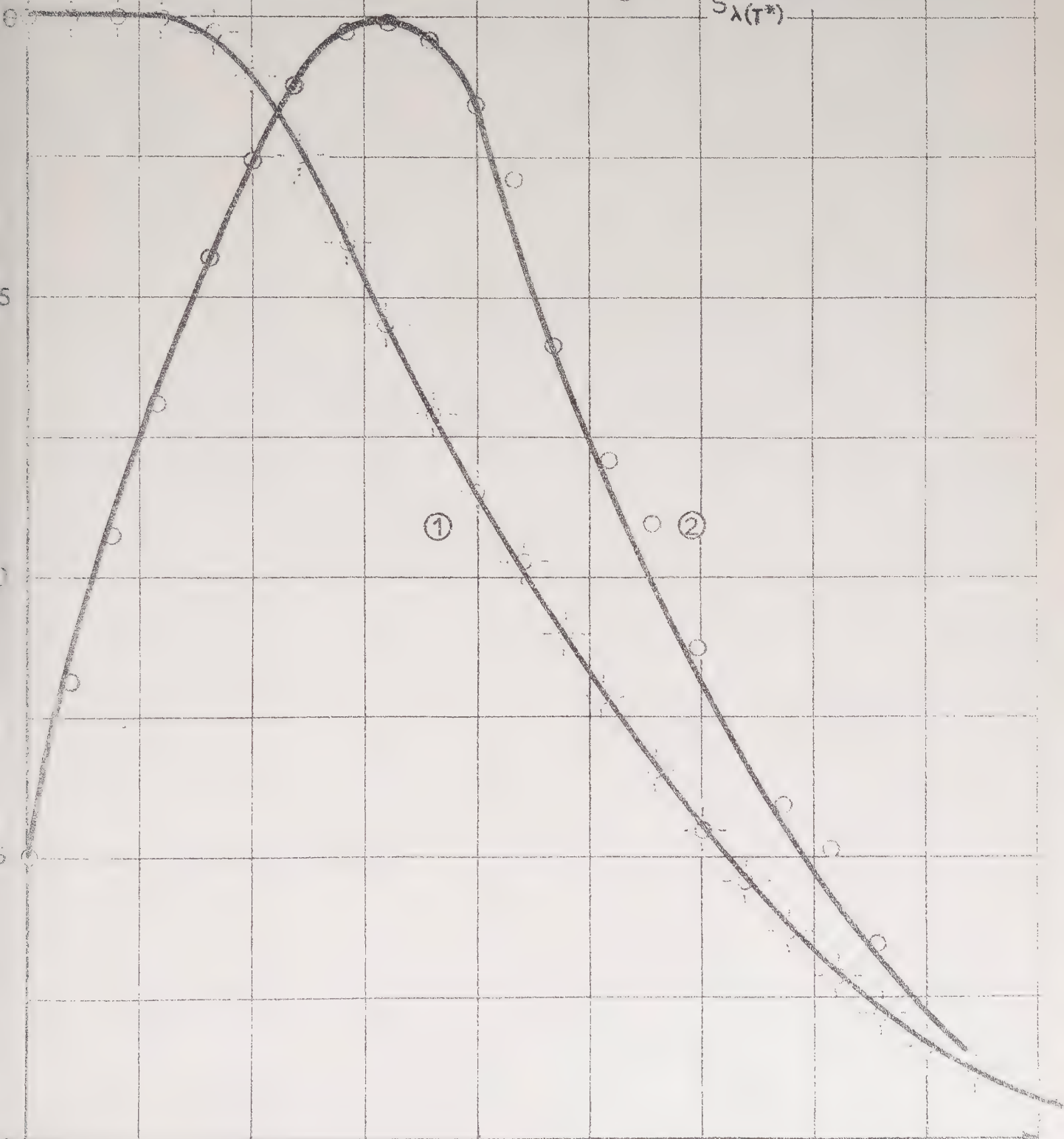


FIG. 10 a

BUSE 5

I=240 A

DEBIT: 21 l/mn

COURBE ①

$$\frac{I}{I_0} = f(h)$$

II

②

$$\frac{S_{\lambda}(T)}{S_{\lambda}(T^*)} = f(r)$$

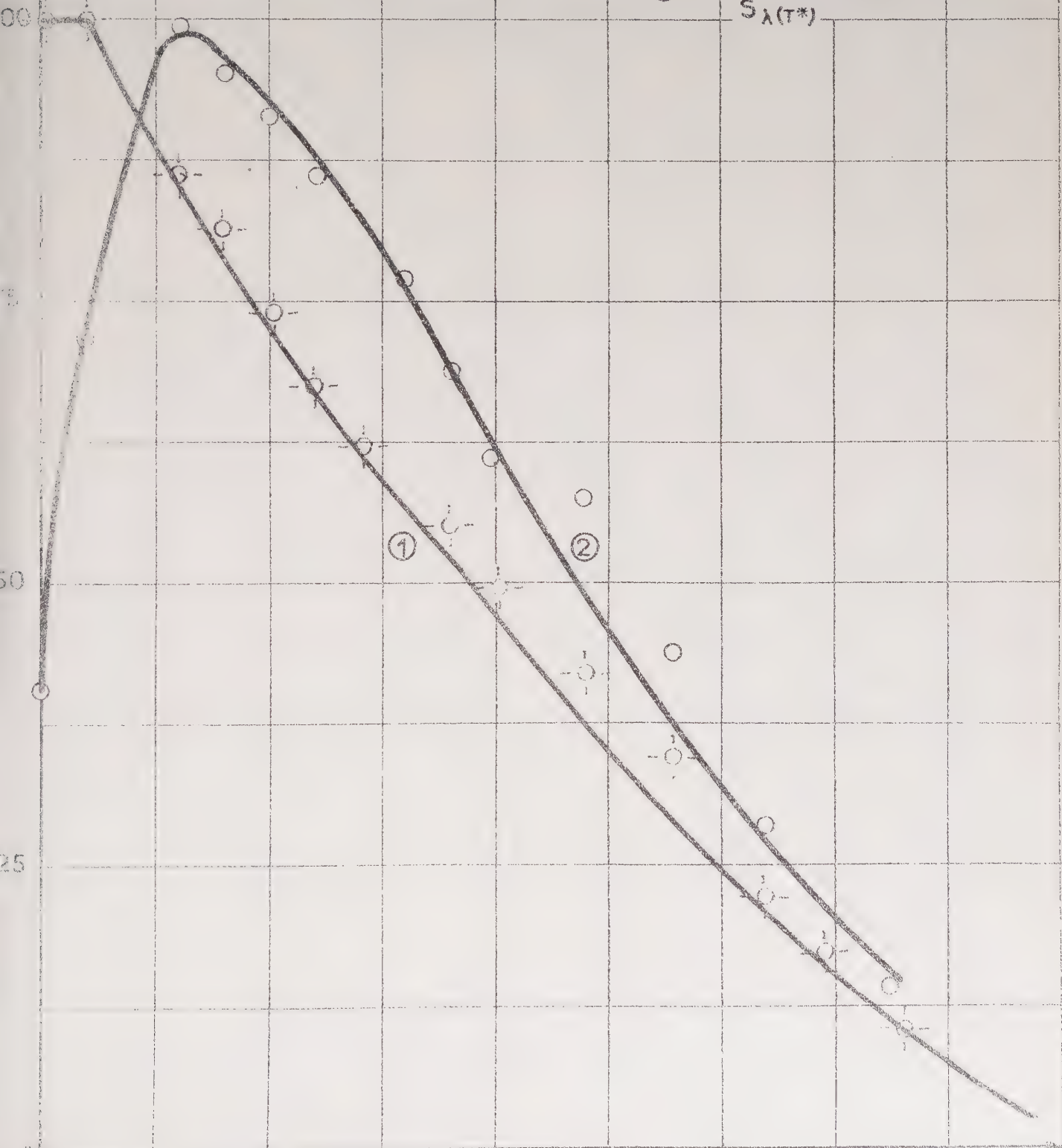


FIG. 10 b

BUSE 5

$I = 400 \text{ A}$

DEBIT : 21 l/mn

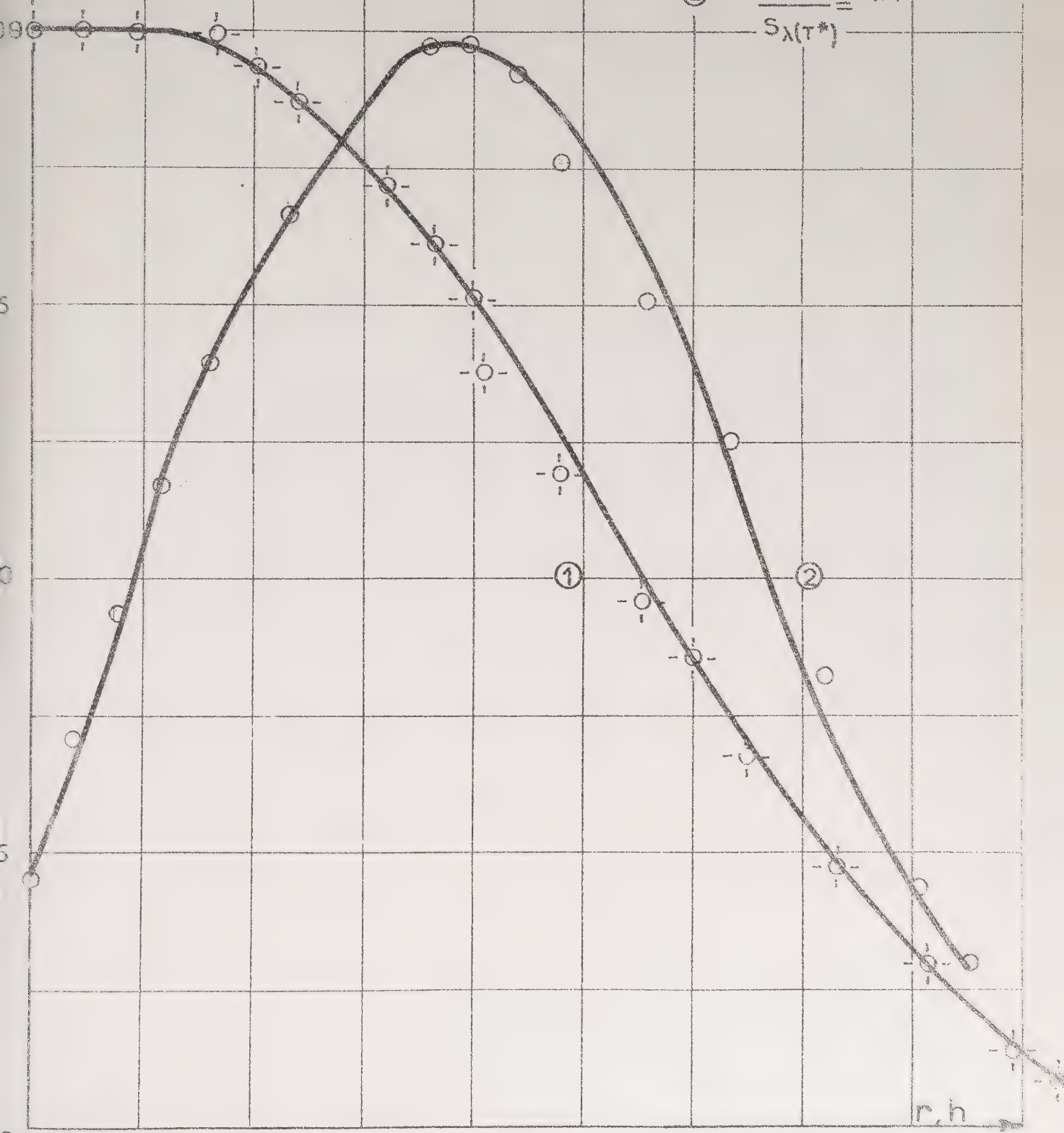
COURBE ①

$$\frac{I}{I_0} = f(h)$$

"

②

$$\frac{S_{\lambda}(T)}{S_{\lambda}(T^*)} = f(r)$$



tension continue stabilisée de 1400 Volts. Son courant d'obscurité est négligeable. Le signal est recueilli sur un galvanomètre A.O.I.P. du type G 223.

L'analyseur de flamme est un trou de 3/10mm de diamètre percé dans l'alumine, afin d'éviter que ce trou ne se dilate et fausse ainsi les mesures, (du fait du rayonnement intensif de la flamme) ; ce trou est situé à 20mm de la flamme et est placé devant la fente d'entrée du monochromateur.

Nous avons effectué des mesures expérimentales pour des buses de longueur 10mm de diamètres respectifs 7 et 5 mm. Nous donnons dans cette étude le réseau des 20 courbes normalisées (fig.8) et la courbe $S'_{\lambda}(T)/S'_{\lambda}(T^*) = f(T)$ pour la raie 4181 Å (figure 11)

b) Résultats pour la buse de 7

Nous avons mesuré la température pour des intensités croissant de 260 à 400 Ampères. La température atteinte sur l'axe dépasse 20000°K et passe de 20300°K pour 260 Ampères à 22900°K pour $I = 400 \text{ A}$, (voir figures 14a, 14b, 14c), soit une variation de 2600°K pour un ΔI de 140 Amp. La variation $T = f(I)$ est représentée figure 13. Toutes ces températures ont été mesurées pour des débits d'argon de 21 l/mn (1,25 m³/h). On vient de voir que T croît avec I, mais aussi avec la puissance appliquée P puisque la tension V est restée constante et égale à 20 Volts.

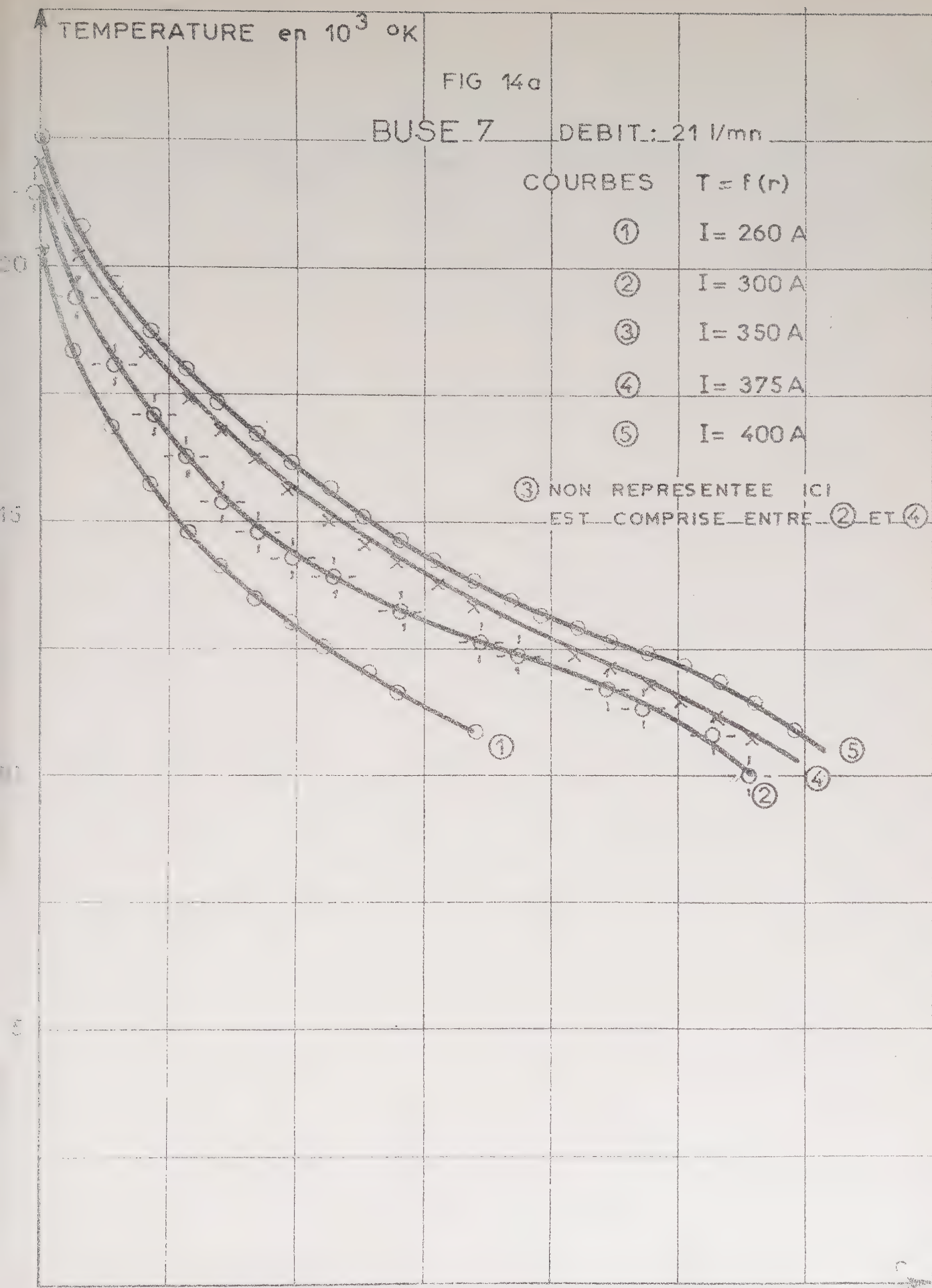
On constate que les courbes $T = f(r)$ figure 14a) se déduisent pratiquement les unes des autres par homothétie (si la température sur l'axe est multipliée par k, la température à la distance h l'est également).

Le gradient $\frac{dT}{dr}$ est de 7000°K/mn pour $0 < r < 1\text{mm}$.

Il est de 3000°K si $1 < r < 2\text{mm}$ et ce gradient croît de nouveau pour $r > 2\text{mm}$, ce qui est logique puisque l'on se rapproche de la paroi froide.

Nous avons tracé les courbes $T = f(r)$ pour des débits de 14 et 28 l/mn, ceci pour une intensité de 400 A (figure 14b).

On observera que la température obtenue pour un débit de 21 l/mn est supérieure à celle obtenue pour des débits de 14 et 28 l/mn,



TEMPÉRATURE en 10^3 °K

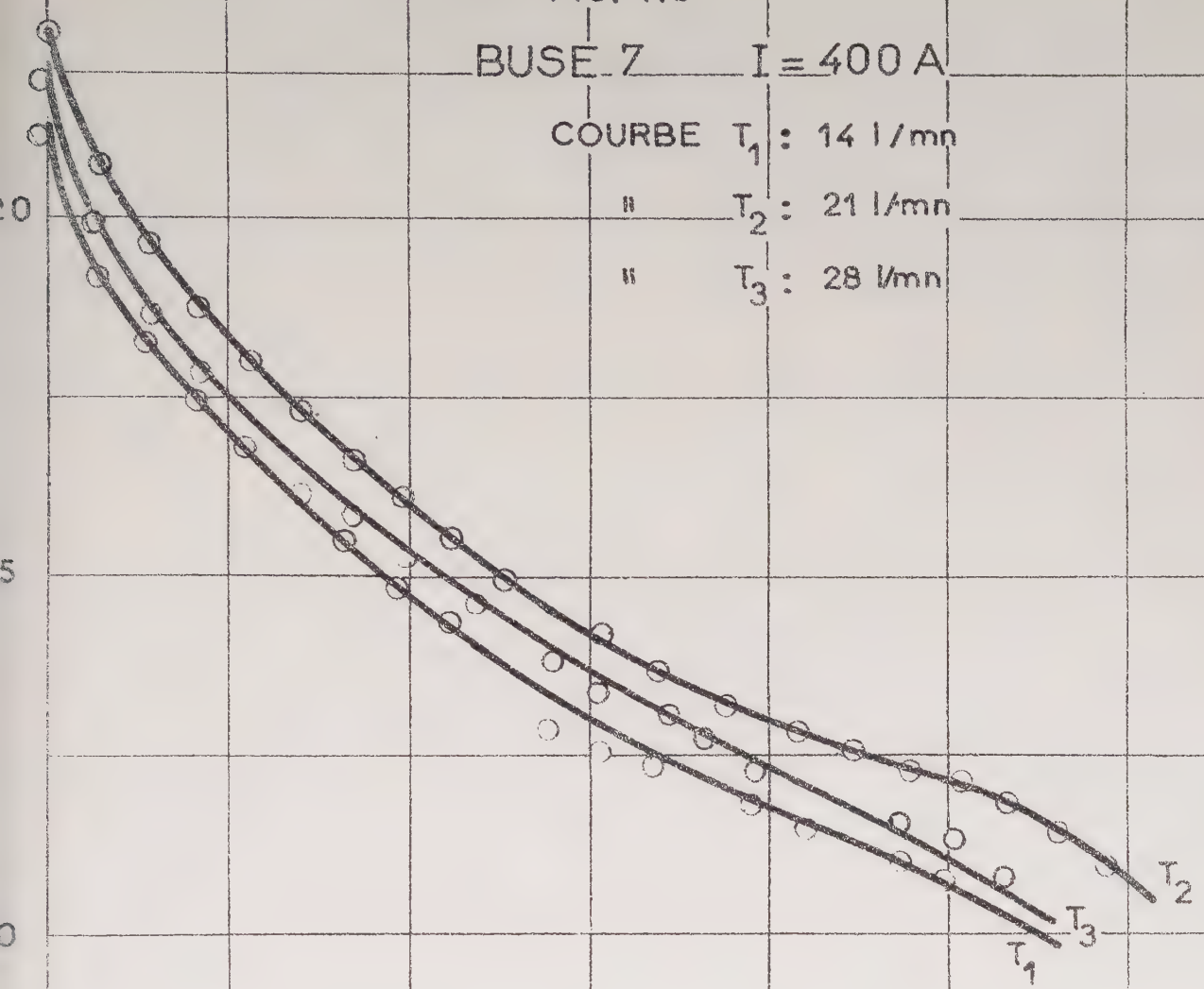
FIG. 14b

BUSE 7 $I = 400$ A

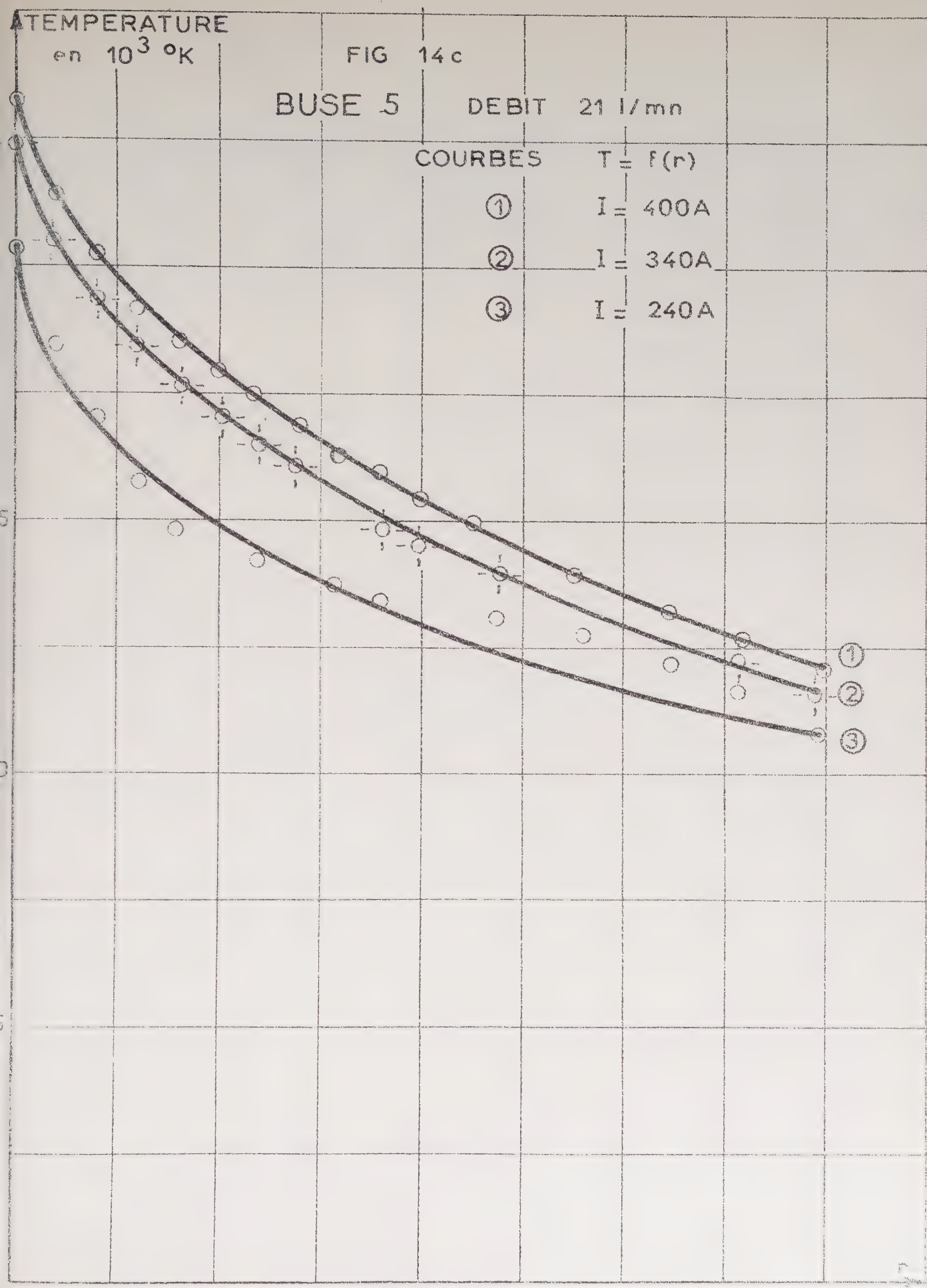
COURBE T_1 : 14 l/mn

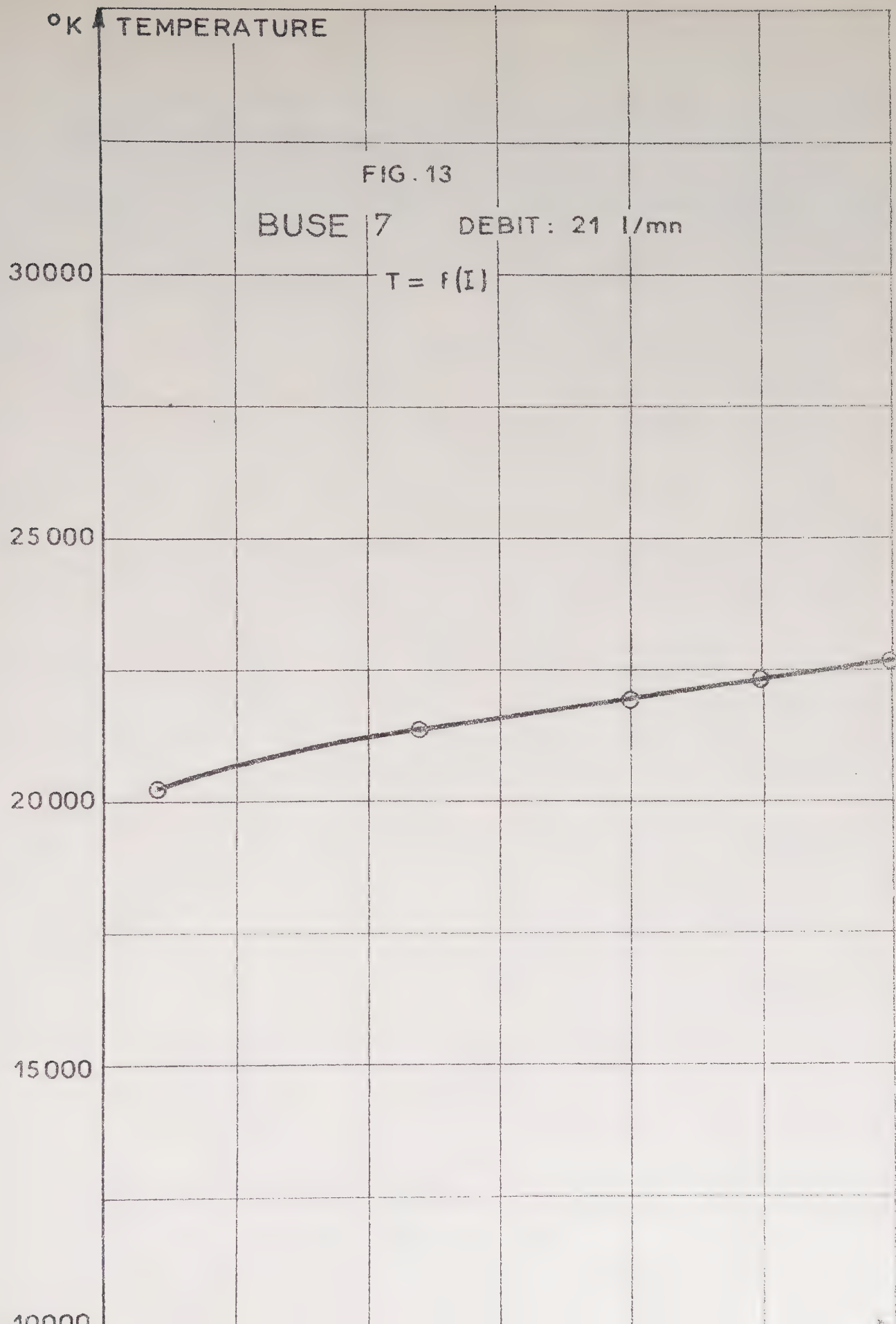
" T_2 : 21 l/mn

" T_3 : 28 l/mn



r en mm





ce qui nous incite à penser que la courbe $T = f(d)$ est d'abord croissante, puis décroissante et passe donc par un maximum.

c) Nous avons fait une étude un peu plus précise avec une buse de 5mm, pour six débits différents, 15, 18, 21, 24, 27 et 30 l/mn.

Les résultats ont été les suivants :

débit : 15 l/mn	:	$T = 21900^{\circ}\text{K}$
" 18 l/mn	:	$T = 22000^{\circ}\text{K}$
" 21 l/mn	:	$T = 23200^{\circ}\text{K}$
" 24 l/mn	:	$T = 23200^{\circ}\text{K}$
" 27 l/mn	:	$T = 22000^{\circ}\text{K}$
" 30 l/mn	:	$T = 23000^{\circ}\text{K}$

A part ce dernier point correspondant à un débit de 30 l/mn et compte-tenu des erreurs de mesures de températures estimées à 400°K (voir pages suivantes), cela semblerait confirmer ce que l'on pense, mais il y a lieu d'être extrêmement prudent.

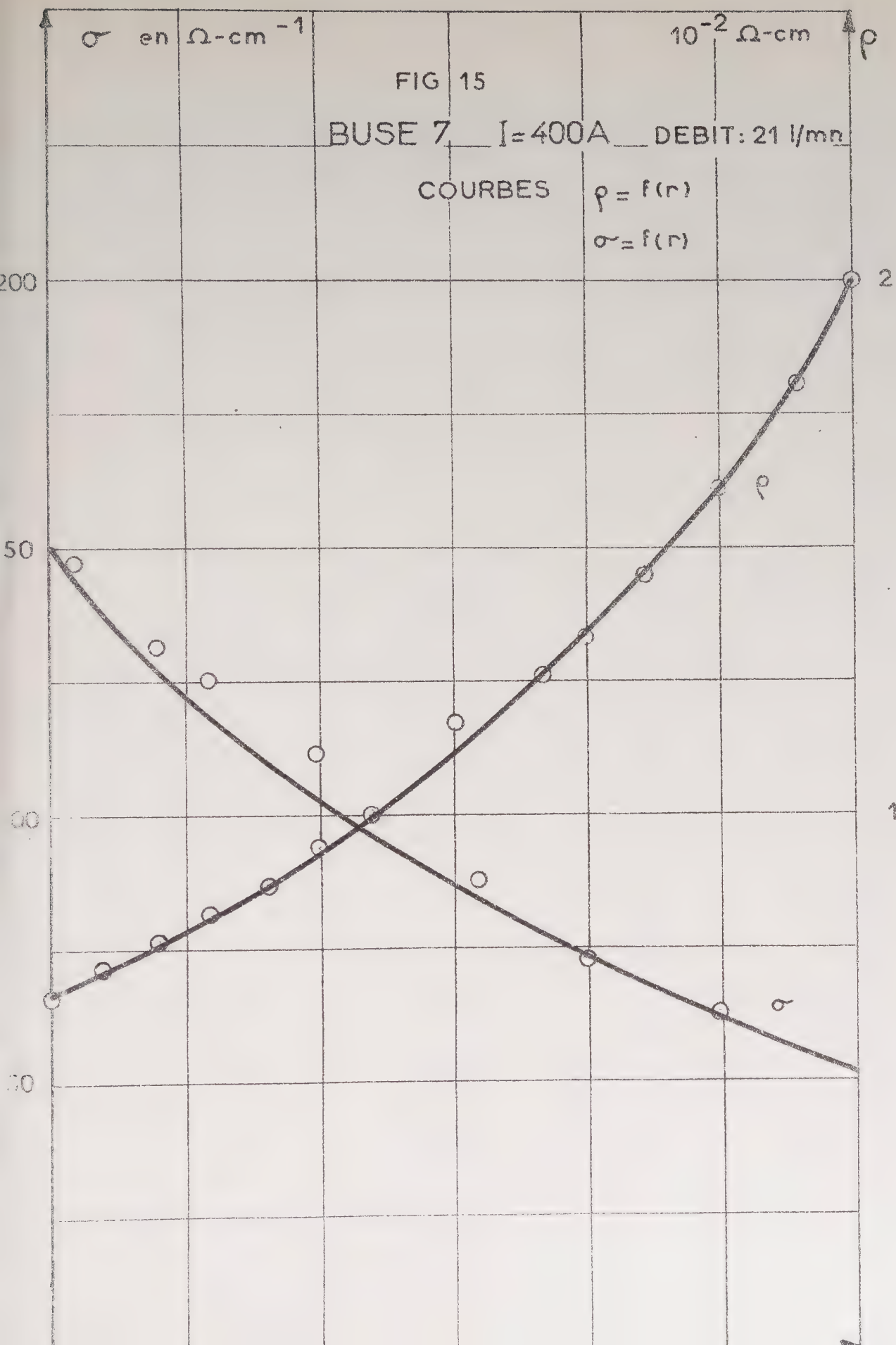
On remarque, en comparant les résultats obtenus avec une buse de 5mm et une buse de 7mm, que la température et le gradient radial de température sont plus élevés pour la buse de 5mm, ce qui indique que l'effet de pincement est plus important, résultat aisément prévisible. (figure 14a et 14c)

Notons également, pour les deux buses, l'existence d'un gradient radial beaucoup plus élevé au centre qu'au milieu de la flamme, ceci est une illustration supplémentaire de l'existence de l'effet de pincement. (figure 14a, 14c).

Nous avons tracé, pour la buse de 7mm (figure 15) les courbes donnant $\sigma(r)$ et $\rho(r)$, résistivité et conductivité électrique du plasma. Ces courbes sont obtenues à partir de la courbe $T(r)$ et de la courbe $\sigma(T)$ pour l'argon atmosphérique, courbe donnée par H.N. OLSEN (13).

On observe que la résistivité croît au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre ; cela signifie donc que le plasma est plus conducteur au centre qu'au voisinage des parois de la buse, ce qui n'a, évidemment, rien de surprenant (figure 15).

../...



Il nous a paru très important de savoir l'ordre de grandeur de l'erreur commise dans la détermination de T ; cela est assez difficile à savoir ; toutefois, nous avons procédé comme suit nous avons estimé l'erreur moyenne commise sur $\frac{I}{I_0}$ (h) à 10%, ce qui nous fait passer, par exemple, de la courbe 15 à la courbe 14,5 ou 15,5 (entre les courbes 14 et 15 et entre les courbes 15 et 16). (voir figure 8).

Nous avons donc calculé les températures obtenues à partir de ces trois courbes et nous les avons comparées ; cela donne le tableau de valeurs suivant :

en 1/25	T : courbe 14,5	T : courbe 15	T : courbe 15,5
0	22900	22800	22300
1	20800	20800	20100
2	19700	19600	18700
3	18700	18600	18200
4	18100	18000	17400
5	17600	17400	16700
6	16800	16700	16100
7	16200	16200	15500
8	15600	15500	14900
9	15000	14900	14500
10	14800	14500	13900
11	14100	13800	13200
12	13400	13200	12800
13	13000	12700	12400
14	12600	12300	12000
15	12200	11900	11600
16	11800	11500	11000
17	11400	11000	
18	11000		
18			
20			

On voit que l'erreur entre les courbes 14,5 et 15 est en moyenne de : 200°K.

Entre les courbes 15 et 15,5, elle est de : 550°K ~~≠~~ 600°K.

On admettra donc une erreur de : $\frac{200 + 600^{\circ}\text{K}}{2} = 400^{\circ}\text{K}$ dans la détermination de T.

Nous avons choisi la courbe 15, parce que nous avons remarqué que toutes nos courbes $\frac{I}{I_0} = f(h)$ (figures 9 et 10) se trouvaient comprises entre les courbes 12 et 18 : nous avons donc choisi la courbe moyenne, c'est-à-dire la courbe 15. On voit par suite qu'une erreur de 10% sur la courbe $\frac{I}{I_0}(h)$ entraîne une erreur de 400°K sur 20000°K soit 2,5%. L'erreur^o provenant de l'éventuelle interférence de la raie 4181 Å avec ses raies voisines, est évidemment pour nous un problème difficilement soluble et nous n'avons pu la chiffrer.

5°) Conclusions

Malgré un appareillage relativement simple, nous avons pu obtenir des résultats fort corrects ; avec un monochromateur plus perfectionné et un photomultiplicateur pouvant travailler dans l'infra-rouge, nous aurions obtenu davantage de précision ; en effet, dans l'infra-rouge, le fond continu est beaucoup plus faible et les raies 7635 et 6965 Å de l'argon sont très intenses ; nous aurions donc obtenu des courbes $\frac{I}{I_0}(h)$ beaucoup plus précises et nous pensons qu'il serait possible^o de mesurer la température T à 0,5 et 1% près ; rappelons que nous avons obtenu 3% en supposant que la raie 4181 n'avait que très peu d'interférences avec les raies voisines. D'autre part, nous pensons qu'il doit être possible d'automatiser cette manipulation et de réduire à leur simple expression les calculs faits par l'opérateur ; pour cela, il serait nécessaire de concevoir une petite calculatrice électronique spécialement conçue pour appliquer la méthode décrite chapitre IV 3°).

E - ETUDE DE LA PROJECTION

Pour la projection, nous avons été amené à utiliser la buse de 7mm ; en effet, la vitesse d'éjection du plasma pour les buses de 5 et de 6mm est beaucoup trop grande et les particules en fusion se fixent difficilement sur la plaque ou le tube sur lesquels on veut projeter. Nous avons utilisé le distributeur de poudre "Mark VII" de la SILVESTER AND COMPANY. Le gaz véhiculant la poudre est l'argon ; le débit est de 7 à 8 l/mn. Nous avons fonctionné à 400 A sous 21 Volts et 28 l/mn et avons fait des essais principalement avec l'alumine. L'arrivée de poudre sur la buse est bilatérale et l'injection se fait à contre-courant du plasma (voir figure 6 b).

Nous avons fait des essais sur des plaques et des tubes en acier inoxydable, préalablement sablés. Les tubes sont placés sur l'axe d'un petit moteur lui-même solidaire d'une petite tourelle de tour et se déplaçant sur celle-ci ; ainsi, le tube en rotation se déplace-t-il perpendiculairement à la flamme et par conséquent au jet d'alumine en fusion ; celle-ci se dépose uniformément sur le tube ; il faut absolument refroidir le tube sur lequel on dépose, sinon au refroidissement, les dilatations différentes de l'alumine et du tube en inox, entraînent un craquèlement de celle-là. En une demi-heure, on peut ainsi déposer une couronne de 2mm d'épaisseur sur le tube, à une distance de projection de 11 cm ; on ne peut projeter plus près car, l'échauffement du tube est trop grand.

Nous avons réussi à projeter, une couche d'alumine de 3mm d'épaisseur sur un cylindre de Molybdène, sur une longueur de 4 cm. Il n'y a eu aucun problème de craquèlement de l'alumine au refroidissement ; en effet, le molybdène et l'alumine ont le même coefficient de dilatation. Cette couche d'alumine a pu être rectifiée et ramenée à une épaisseur de 1mm, sans qu'il y ait eu le moindre craquèlement, ni le moindre décollement de la couche.

.../...

Nous avons également réussi à projeter de minces couches de titanate de Baryum sur de petites plaques circulaires et une analyse aux rayons X nous a permis de constater que le Titanate n'avait pas changé de structure cristalline en traversant la flamme.

CONCLUSIONS

Nous avons réalisé un chalumeau à plasma pouvant fonctionner plusieurs heures sans détérioration importante des électrodes. En régime de projection, la durée de vie d'une buse est d'une trentaine d'heures environ en utilisant l'argon comme gaz plasmagène. Les principales difficultés de réalisation de cet appareil résident dans le refroidissement et le centrage de la cathode.

L'étude des conditions de fonctionnement de l'arc nous a permis de constater l'influence importante des deux paramètres, débit gazeux et intensité de courant. L'utilisation d'une source de courant variant de 100 à 600 Ampères, s'avère nécessaire pour augmenter la température de l'arc et déterminer avec précision les conditions optimales de fonctionnement ; d'autre part, cette source de courant permettant une variation continue de l'intensité rendrait plus souple l'utilisation du chalumeau.

Enfin, nous avons montré que l'appareil réalisé permettrait d'obtenir des dépôts denses d'alumine ainsi que d'autres matériaux réfractaires ou isolants sans modification importante de leurs propriétés physiques.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) F. DELCROIX : "Les Plasmas" 1960 Monographie Dunod
- (2) M. FOEX : "Sur quelques applications actuelles des chalumeaux à plasma" Nucléus p. 230-244 août 1961
- (3) GIANNINI : "The plasma jet" Scientific American, p. 80-88 août 1957
- (4) COLLONGUES : "Les chalumeaux à plasma : leur utilisation pour la production de très hautes températures"
"La Technique Moderne" T.54 n° 11, p.476-480
- (5) THOMAS REED : "Induction coupled plasma torch" Journal of Applied Physics, 32, n° 5 p. 821-824 1959
- (6) J. REBOUX : "Le chalumeau à plasma H.F. - Hautes Températures" Revue "Ingénieurs et Techniciens", 30 rue Tronchet
PARIS IX - n° 157 p. 1 à 16 - septembre 1962
- (7) F. DENNERY : "Caractéristiques électromagnétiques des colonnes d'arc" - Communication à la revue des Hautes Températures et des réfractaires - Air Liquide, laboratoires centraux. Septembre 1964
- (8) BROWNING James A : "Plasma : a substitute to oxy-fuel flame" The Welding Journal, p. 870 1959
- (9) AVCO CORPORATION : Notices techniques a) Plasmagun nozzle options
b) Plasmagun electrode selection chart
- (10) FABRE E. : Thèse : "Contribution à l'étude des propriétés optiques et électriques des plasmas d'arcs dans les gaz rares"
- (11) PEARCE : "General Electric technical report : "Plasma jet temperature study" p. 1 à 100 - 1960
- (12) Nestor OLSEN : "Numerical methods for recuding line and surface probe data" - SIAM Review, vol. n° 2 et 3 juillet 1960

- (13) OLSEN H.N. : "Thermal and electrical properties of argon plasma"
Physics of fluids, vol. n° 6, nov. - déc. 1959
- (14) OLSEN H.N. : "Measurement of Argon transition probabilities
using the thermal arc plasma as a radiation
source". Journal quantitative spectroscopy Ra-
diative transfer, vol. 3, p. 59-76 1963
- (15) COURCIER Francis : "Les générateurs de plasma - quelques appli-
cations industrielles". Journées Industrielles
E.D.F. déc. 1963
- (16) STOKES-KNIFE-STRENG : "Heat transfer rates of an Argon plasma
jet" Journal of Electrochemical Society
janvier 1960
- (17) ELECTRONIQUE INDUSTRIELLE : "Une nouvelle arme électronique :
le chalumeau à plasma".
- (18) : ZUCHOWSKI - CULBERTSON : "Plasma arc weld surfacing"
Welding journal - juin 1962 p.548-551
- (19) E.A. GERHOLD : "Hard facing with plasma spray guns"
British welding journal, mai 1960
- (20) GAGE R.M. : "The principles of modern arc torch" - Welding jour-
nal - octobre 1959 p. 959-962
- (21) ARCOS S.A. : Fiches techniques
- (22) ARCOS S.A. : Rapport sur "Procédés de projection et découpage
"Plasmacos".
- (23) W. GERICKE : "Messung des "Übergangswahrscheinlichkeit,
sowie halbswertbreite und verschiebung von
 A_I -Linien in thermisch leuchtenden plasmen".
Zeitschrift für Astrophysik, 53, p. 68-79 1961
- (24) LÖCHTE-HOLTGREVEN : "Production and measurement of high tem-
peratures". Phys. Soc. Report on Progress
in Physics".
-

TABLE DES MATIERES

=====

- <u>CHAPITRE I</u> : DEFINITION DES PLASMAS - DESCRIPTION QUALITATIVE	
1°) Généralités - Définition	page 1
2°) Historique et principe	2
- <u>CHAPITRE II</u> : ETUDE DU MODELE DE COLONNE D'ARC CLASSIQUE .	7
ETUDE DU MODELE DE COLONNE D'ARC UTILISE DANS LES CHALUMEAUX A PLASMA CLASSIQUES	14
- <u>CHAPITRE III</u> : DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE UTILISE	19
A) Alimentation électrique	21
B))Description du chalumeau	27
- <u>CHAPITRE IV</u> : RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS AVEC LE CHALUMEAU N° 3	
A) Etude $V = f(I)$ et $V = f(d)$	33
B) Mesure de la température de l'arc	36
- Dispositif expérimental et résultats	47
- Etude de la projection	60
- CONCLUSION	62

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté :

"La fusion thermonucléaire contrôlée"

VU :

Les Membres du Jury,

R. BERNARD

L. EYRAUD

R. GOUTTE

M. RICHARD

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Lyon, le 21 septembre 1965

Le Recteur,

Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

